ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 19 AVRIL 1948.

PRÉSIDENCE DE M. HENRI VILLAT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

BACTÉRIOLOGIE. — *Étude taxonomique des Bactéries phytopathogènes.* Note de MM. **Joseph Magrou** et **André R. Prévot.**

Le genre *Phytomonas* proposé par Bergey *et al.* en 1923 et groupant 137 espèces phytopathogènes vient d'être invalidé par le nouveau Code International de Nomenclature bactérienne [1] qui interdit les homonymies entre les noms génériques bactériologiques et protistologiques (le genre *Phytomonas* ayant été défini en 1909 par Donovan pour un Flagellé). Mais à notre avis, il y a une raison plus grave en faveur de l'abandon de ce genre : sa définition imprécise permettait de grouper sous ce terme générique les espèces les plus dissemblables : mobiles et immobiles, Gram-positives et Gram-négatives, incolores ou pigmentées. Ces faits, joints aux autres faits d'imprécision et d'hétérogénéité des autres termes génériques groupant les bactéries phytopathogènes, nous incitent à proposer une nouvelle systématique de tout ce groupe si important. Dans cette Note préliminaire nous envisagerons avant tout la taxonomie des espèces ex-*Phytomonas*. Celles-ci appartiennent au moins à trois genres nettement autonomes :

a. Les espèces colorées en jaune au genre *Xanthomonas;*

b. Les espèces présentant un pigment hydrosoluble au genre *Pseudomonas;*

c. Enfin les espèces incolores au nouveau genre *Phytobacterium* n. g. que nous définirons :

Bâtonnets non sporulés, mobiles, pourvus d'un cil polaire unique ou de plusieurs cils polaires, Gram-négatifs, formant des colonies blanches. Pathogènes pour les plantes.

Espèce-type : *Phytobacterium fabæ*.

Les espèces qui, actuellement, peuvent être comprises dans ce genre sont au nombre de 22 : *P. alboprecipitans*, *P. andropogoni*, *P. cannæ*, *P. castaneæ*,

---

(1) Dont l'édition française doit paraître dans le n° 4 des *Annales de l'Institut Pasteur*, 74, 1948.

P. destructans, P. helianthi et var. *tuberosi; P. petasites, P. astragali, P. cattleyæ, P. colurnæ, P. eriobotryæ, P. fabæ, P. iridicola, P. lignicola, P. maublancii, P. panici-miliacei, P. passifloræ, P. stizolobii, P. saliciperda, P. woodsii, P. zingiberi.*

Reste à fixer sa position dans la systématique et ses rapports avec les genres voisins. Le genre *Phytobacterium* fait partie de la famille des *Pseudomonadaceæ* (Winslow et *al.* 1917) emend., tribu des *Pseudomonadeæ* (Kluyver et van Niel, 1936) emend. dont le genre-type est *Pseudomonas* (Migula, 1894) emend. Aux 31 espèces qui composent ce genre très important, dont l'espèce-type est *Ps. fluorescens* (Flügge) Migula, vont s'ajouter 72 espèces pigmentées à pigment hydrosoluble libérées par la disparition du terme *Phytomonas.* C'est à côté de ce genre *Pseudomonas* que figure le nouveau genre II : *Phytobacterium,* défini plus haut. A côté de lui, nous plaçons le genre III : *Agrobacterium* (Conn, 1942) emend. dont l'espèce-type est *Agrobacterium tumefaciens* (E. F. Smith et Townsend), comprenant en outre deux autres espèces. Plus loin le genre IV : *Xanthomonas* (Dowson, 1939) emend. groupant les espèces mobiles formant des colonies jaunes à pigment non hydrosoluble et dont l'espèce-type est *X. hyacinthi* (Wakker), comprenant en outre 52 espèces. Le genre V est *Erwinia* (Winslow et *al.*, 1917) dont l'espèce-type est *Erwinia amylovora,* comprenant en outre 29 espèces. Le genre VI enfin est *Aplanobacter* (E. F. Smith, 1905) emend., groupant les espèces immobiles, asporulées, Gram-négatives, dont le type est *A. stewarti* (E. F. Smith), Mc Culloch, 1918, et comprenant en outre 6 espèces.

Cette nouvelle taxonomie réalise pour la première fois une homogénéité parfaite des groupes proposés, en particulier met en évidence le caractère Gram-négatif absolu de toute la famille des *Pseudomonadaceæ* à laquelle on a rattaché à tort de nombreuses espèces Gram-positives. Le reclassement de celles-ci sera étudié prochainement dans un Mémoire d'ensemble où l'on trouvera, en outre, la définition de tous les genres de la tribu des *Pseudomonadaceæ* et la liste des espèces qu'ils comprennent.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats au poste de Directeur de l'Observatoire du Puy de Dôme, pour la première ligne, M. *Henri Dessens* obtient 43 suffrages contre 2 à M. *Philippe Pluvinage;* il y a 1 bulletin blanc.

Pour la seconde ligne, M. *Philippe Pluvinage* obtient 42 suffrages; il y a 1 bulletin blanc.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale comprendra :

En première ligne .... M. **Henri Dessens.**
En seconde ligne .... M. **Philippe Pluvinage.**

CORRESPONDANCE.

Le Comité d'organisation des **Journées scientifiques du pain** annonce que ces Journées, organisées par le **Centre National de coordination des Études et Recherches sur la nutrition et l'alimentation**, auront lieu les 27, 28 et 29 avril 1948, à l'Institut National Agronomique.

Le Président de la **Société de Chimie Industrielle** informe l'Académie que le vingt-et-unième **Congrès de Chimie Industrielle** se tiendra à Bruxelles, du 11 au 19 septembre 1948.

M. **Georges Mangenot** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de Botanique, par le décès de M. *Pierre-Augustin Dangeard*.

M. **Edgar Douglas Adrian**, Correspondant de l'Académie, Secrétaire pour l'Étranger de la **Royal Society**, M. **Guido Castelnuovo**, Correspondant de l'Académie, Président de l'**Accademia Nazionale dei Lincei**, au nom de ces Compagnies, adressent leurs sentiments de condoléances à l'occasion du décès de M. *Alfred Lacroix*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Jean Malmejac. *Médecine de l'aviation. Bases physiologiques et physio-pathologiques* (présenté par M. Léon Binet).

ALGÈBRE. — *Théorie non abélienne des corps de classes pour les extensions galoisiennes des corps de nombres algébriques : f-extensions; conducteur.* Note (*) de M. **Marc Krasner**, présentée par M. Élie Cartan.

Je conserve les notations de mes Notes précédentes ([1]). K étant une extension finie d'un corps $\mathfrak{p}$-adique k, définie par un $f(x)\in S_k$, et $\mathfrak{J}$ étant un vrai multiple de $\mathfrak{J}_{K/k}$, on a $n(K/k;\mathfrak{J})=H(l, L, v_{K/k}(-\mathrm{Log}\,|\mathfrak{J}|:c))\,s:n$, où l, L sont les nombres d'éléments des corps de restes r, R des k, K, où c est le plus petit élément positif du module de valuation $\mathfrak{M}$ de K, où $n=(K:k)$, où s est le nombre des extensions conjuguées distinctes de K/k, et où $H(l, L, a)$ est une fonction des seules variables indiquées, à savoir $H(l, L, a)=u(l, L)\,L^{[a]}$, où $u(l, L)$ ne dépend que des l, L, et où $[a]$ est la partie entière de a. On peut donc décider finiment si $s=1$, autrement dit si $f(x)$ est normal.

Si α, $\beta\in\mathfrak{K}$ et si $\omega(\alpha-\beta)>v^{(f)}$, où $f=f_{\alpha/k}$ (autrement dit, si β est plus près de α que de ses autres conjugués), *on a* $k(\beta)\supseteq k(\alpha)$. Donc, si α et β sont donnés

(*) Séance du 12 avril 1948.

([1]) *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 785, 973 et 1113; **226**, 1948, p. 535.

comme fonctions rationnelles à coefficients dans k d'un $\gamma \in \mathfrak{K}$, on a $k(\beta) \supseteq k(\alpha)$ si, et seulement s'il existe un polynome $\psi(x)$ dans k de degré inférieur à celui de $f_{\beta/k}(x)$ tel que $\omega(\psi(\beta) - \alpha) > v^{(f)}$. Mais puisque, alors $|\psi(\beta)| = |\alpha|$, les coefficients de $\psi(x)$ sont bornés. D'autre part, si les coefficients correspondants de $\psi(x)$ et de $\psi_1(x)$ sont assez proches, on a en même temps $\omega(\psi(\beta) - \alpha) > v^{(f)}$ et $\omega(\psi_1(\beta) - \alpha) > v^{(f)}$. Ainsi, on peut décider finiment si $k(\beta) \supseteq k(\alpha)$.

Soient k un corps, $k[x]$ l'anneau des polynomes en x dans k, S_k l'ensemble des polynomes normés irréductibles de $k[x]$. On sait que si $f(x) \in S_k$, l'extension K/k définie par $f(x)$ est isomorphe au corps quotient $K^{(f)}$ de $k[x]$ par son idéal premier $f(x).k[x]$. $K^{(f)}$ est dite la *f-extension* de k. On notera $\big(a(x); f(x)\big)$ la classe de $a(x) \in k[x]$ suivant $f(x)$, et $K^{(f)}$ est l'ensemble de telles classes distinctes. Un $\alpha = \big(a(x); f(x)\big) \in K^{(f)}$ est dit une *f-représentation* de son polynome minimal $f_{\alpha/k}(x)$ dans k. Si $\theta = \big(t(x), g(x)\big)$ est une g-représentation de $f(x)$, $\alpha = \big(a(x); f(x)\big) \to \alpha^\star = \big(a(t(x)); g(x)\big)$ est un isomorphisme de $K^{(f)}/k$ dans $K^{(g)}/k$, dit l'*équivalence* suivant θ [notation : $\alpha \sim \alpha^\star(\theta)$].

k étant un corps de nombres algébriques, soient $\mathfrak{p}$ un idéal premier de k, $|..|$ une des valuations équivalentes de k qui correspondent à $\mathfrak{p}$, $\bar{k}$ le complété de k par rapport à $|..|$. On sait que les diviseurs premiers $\mathfrak{P}$ de $\mathfrak{p}$ dans $K^{(f)}$ [et les valuations et ordres correspondants $|...|_\mathfrak{P}$, prolongeant $|..|$, et $\omega_\mathfrak{P}(..)$] correspondent aux facteurs premiers de $f(x)$ dans $\bar{k}$. Il existe une puissance $\mathfrak{p}^u$ de $\mathfrak{p}$ telle que ces facteurs soient incongrus (mod $\mathfrak{p}^u$), et, quel que soit $\mathfrak{p}^u$, la décomposition de $f(x)$ (mod $\mathfrak{p}^u$) peut se faire finiment. $\bar{f}(x)$ étant un de ces facteurs, on notera $\mathfrak{P}(\bar{f})$ l'idéal premier correspondant [c'est-à-dire tel que $|\bar{f}(\xi)|_\mathfrak{P} = 0$, où $\xi = \big(x, f(x)\big)$] de $K^{(f)}$. $\bar{\alpha} = \big(a(x); \bar{f}(x)\big) \in \bar{K}$, où $\bar{K}$ est le complété de K par rapport à $|..|_{\mathfrak{P}(\bar{f})}$, sera dit la *$\mathfrak{P}(\bar{f})$-composante* de $\alpha = \big(a(x); f(x)\big) \in K^{(f)}$. Si $\mathfrak{P} | \mathfrak{p}$, si $\bar{\alpha}$ est la $\mathfrak{P}$-composante de $\alpha \in K^{(f)}$, et si $z(x) = f_{\bar{\alpha}/\bar{k}}(x)$, $\varphi_z(v)$, $v^{(z)}$ et φ_z, relatives à $z \in S_{\bar{k}}$, seront notés $\varphi_{\mathfrak{P},\alpha}(v)$, $v_{\mathfrak{P},\alpha}$, $\varphi_{\mathfrak{P},\alpha}$. Si ν est le degré de $a(x)$, $|\alpha|_{\mathfrak{P}(\bar{f})}$ est égal à $|a(\xi)|_{\mathfrak{P}(\bar{f})} = d_\nu\big(a(x), \bar{f}(x)\big)$, donc se calcule finiment, car il suffit de connaître $\bar{f}(x)$ seulement mod $\mathfrak{p}^u$, pour u assez grand, près. On aura à considérer les idéaux $\mathfrak{Q}$ de $K^{(f)}$ dont certains facteurs sont à l'infini, mais, afin d'éviter des complications techniques, je ne décrirai les notions qui les concernent que pour les $\mathfrak{Q}$ finis, tout en les employant pour les $\mathfrak{Q}$ quelconques. Si $\mathfrak{Q} = \Pi \mathfrak{P}^{u(\mathfrak{P})}$ est un idéal de $K^{(f)}$, on peut décider finiment si $\alpha \equiv \beta \pmod{\mathfrak{Q}}$ $(\alpha, \beta \in K^{(f)})$. Si $\theta \in K^{(g)}$ est une g-représentation de $f(x)$, on dit que $\mathfrak{P}^\star = \mathfrak{P}(\bar{g})$; où $\bar{g}(x)$ est un facteur premier de $g(x)$ dans $\bar{k}$, *θ-divise* $\mathfrak{P} = \mathfrak{P}(\bar{f})$ $[\mathfrak{P}^\star | \mathfrak{P}(\theta)]$ si $\bar{f}(x) = f_{\bar{\theta}/\bar{k}}(x)$, où $\bar{\theta}$ est la $\mathfrak{P}^\star$-composante de θ. Soit $e(\mathfrak{P}^\star)$ l'indice du module de valuation $\mathfrak{M}(\mathfrak{P})$ de K valué par $|..|_\mathfrak{P}$ dans celui $\mathfrak{M}(\mathfrak{P}^\star)$ de $K^{(g)}$ valué par $|..|_{\mathfrak{P}^\star}$. $\mathfrak{Q} = \Pi \mathfrak{P}^{u(\mathfrak{P})}$ sera dit *θ-équivalent* à l'idéal

$\mathfrak{M}^\star = \Pi\Pi\mathfrak{P}^{\star e(\mathfrak{P}^\star)u(\mathfrak{P})}[\mathfrak{M} \sim \mathfrak{M}^\star(\theta)]$, où le double produit est étendu aux $\mathfrak{P} | \mathfrak{M}$ et aux $\mathfrak{P}^\star | \mathfrak{P}(\theta)$. Un idéal $\mathfrak{M}_1$ de $K^{(f)}$ est dit un *multiple strict* de $\mathfrak{M}$ si, pour tout diviseur premier $\mathfrak{P}$ de $\mathfrak{M}$, $\omega_\mathfrak{p}(\mathfrak{M}_1) > \omega_\mathfrak{p}(\mathfrak{M})$ [notation : $\mathfrak{M} \| \mathfrak{M}_1$].

$\mathfrak{M}$ et Δ étant deux idéaux de $K^{(f)}$, on écrira, pour α, $\beta \in K^{(f)}$, $\alpha \equiv \beta$ $(\mathrm{mod}\, \mathfrak{M}\{\Delta\})$, si $\alpha \equiv \beta\ (\mathrm{mod}\, \mathfrak{M})$ et s'il existe un $\lambda \in k$ tel que $\lambda \equiv 1\ (\mathrm{mod}\, \mathfrak{M})$ de manière que $\lambda\beta : \alpha \equiv 1\ (\mathrm{mod}\, \Delta)$. Les classes $(\mathrm{mod}\, \mathfrak{M}\{\Delta\})$ des nombres de $K^{(f)}$ premiers à $\mathfrak{M}$ forment un groupe multiplicatif d'ordre fini, homomorphe à celui des classes $(\mathrm{mod}\, \mathfrak{M})$.

Soient $u(\mathfrak{P})_\alpha = \varphi_{\mathfrak{p},\alpha}(u(\mathfrak{P})\, \omega_\mathfrak{p}(\mathfrak{P})) : \omega_\mathfrak{p}(\mathfrak{P})$, $(\mathfrak{P}^{u(\mathfrak{P})})_k^\alpha = \mathfrak{P}^{u(\mathfrak{P})_\alpha}$. Posons $(\mathfrak{M})_k^\alpha = (\Pi\mathfrak{P}^{u(\mathfrak{P})})_k^\alpha = \Pi(\mathfrak{P}^{u(\mathfrak{P})})_k^\alpha$. Si $\mathfrak{M}_2$ est premier au discriminant $D_{\alpha/k}$ de α par rapport à k, on a $(\mathfrak{M}_1\mathfrak{M}_2)_k^\alpha = (\mathfrak{M}_1)_k^\alpha\mathfrak{M}_2$. α est dit *semi-congru* à β $(\mathrm{mod}(\mathfrak{M})_k^\alpha)$ ou $(\mathrm{mod}(\mathfrak{M})_k^\alpha\{\Delta\})$ [notation : $\alpha \rightrightarrows \beta\,(s.\text{-mod}(\mathfrak{M})_k^\alpha)$ ou $(s.\text{-mod}(\mathfrak{M})_k^\alpha\{\Delta\})$] quand $\alpha \equiv \beta\ (\mathrm{mod}\, \mathfrak{M})$ ou $(\mathrm{mod}\, \mathfrak{M}\{\Delta\})$. Si $n_\mathfrak{p}(\alpha)$ est le degré de la $\mathfrak{P}$-composante $\alpha_\mathfrak{p}$ de α par rapport à $\bar{k}$ $(\mathfrak{P} | \mathfrak{p})$, on a, en vertu de la théorie locale résumée, $\varphi_{\mathfrak{p},\alpha}(\omega_\mathfrak{p}(\alpha - \beta)) : n_\mathfrak{p}(\alpha) = \varphi_{\mathfrak{p},\beta}(\omega_\mathfrak{p}(\alpha - \beta)) : n_\mathfrak{p}(\beta) \leqq -\mathrm{Log}\, \alpha_1(f_{\alpha_\mathfrak{p}/\bar{k}}, f_{\beta_\mathfrak{p}/\bar{k}})$. Cette relation n'est pas, en général, symétrique, mais est réflexive et transitive. Elle devient symétrique si, pour tout $\mathfrak{P} | (\mathfrak{M})_k^\alpha$, on a $n_\mathfrak{p}(\alpha) = n_\mathfrak{p}(\beta)$, auquel cas on écrira $\alpha \equiv \beta\ (s.\text{-mod}(\mathfrak{M})_k^\alpha)$ ou $(s.\text{-mod}(\mathfrak{M})_k^\alpha\{\Delta\})$. Si $\Delta_{K^{(f)}}$ est le produit des idéaux premiers $\mathfrak{P}$ de $K^{(f)}$ tels que $N(\mathfrak{P}) \leqq \sqrt{D_{K^{(f)}}}$, on écrira, dans les semi-congruences, $(s.\text{-mod}\, \mathfrak{M}; f)$ au lieu de $(s.\text{-mod}\, \mathfrak{M}\{\Delta_{K^{(f)}}\})$.

Soit $\mathfrak{F}_{\alpha/k}$ le produit des $\mathfrak{F}_{\alpha_\mathfrak{p}/\bar{k}} = (\mathfrak{P}^{r_{\mathfrak{p},\alpha}:\omega_\mathfrak{p}(\mathfrak{P})})_k^\alpha = \mathfrak{P}^{\varphi_{\mathfrak{p},\alpha}:\omega_\mathfrak{p}(\mathfrak{P})}$, étendu aux facteurs premiers de $D_{k(\alpha)/k}$, et des idéaux à l'infini de k ramifiés dans $k(\alpha)/k$. Si f est un polynome normal (ce qui, en vertu de la conséquence 2 de la loi de monodromie et de la théorie locale, peut être décidé finiment) et si $\mathfrak{F}_{\alpha/k} \| \mathfrak{F}$, $\alpha \rightrightarrows \beta\,(s.\text{-mod}\, \mathfrak{F}; f)$ entraîne, en vertu de la conséquence 5 de la loi de monodromie et de la théorie locale, $k(\beta) \supseteq k(\alpha)$. Si, en plus, $(k(\beta):k)$ est $\leqq (k(\alpha):k)$, on a $k(\beta) = k(\alpha)$, d'où $n_\mathfrak{p}(\alpha) = n_\mathfrak{p}(\beta)$ et $\alpha \equiv \beta\ (s.\text{-mod}\, \mathfrak{F}; f)$.

Un $\alpha \in K^{(f)}$ est dit *f-discriminantiel* $(\mathrm{mod}\, \mathfrak{M})$ si, pour tout idéal premier $\mathfrak{P} | \mathfrak{M}\Delta_{K^{(f)}}$ de $K^{(f)}$, $f_{\alpha_\mathfrak{p}/\bar{k}}(x)$ est un polynome discriminantiel de $\bar{k}$. Si α est f-discriminantiel $(\mathrm{mod}\, \mathfrak{F}_{\alpha/k})$, $\mathfrak{F}_{\alpha/k}$ est un idéal $\mathfrak{F}_{K'/k}$, ne dépendant, aux θ-équivalences près, que de $K' = k(\alpha)$, dit *conducteur de* K'/k et égal au p. g. c. d. des $\mathfrak{F}_{\beta/k}$, où β parcourt les entiers de K'.

ALGÈBRE. — *Formes quadratiques dans un corps arbitraire.* Note (*) de M. François Châtelet, présentée par M. Gaston Julia.

1. En considérant les formes quadratiques à coefficients dans un corps K, et dont les valeurs des variables sont dans K, on peut se poser les deux pro-

(*) Séance du 12 avril 1948.

blèmes essentiels : trouver les conditions pour qu'une forme s'annule pour au moins un système de valeurs des variables; classer les formes en ensembles de formes qui se déduisent les unes des autres par des substitutions linéaires régulières à coefficients dans K.

Ce sont des problèmes moins précis, mais analogues et plus généraux, que ceux de la théorie arithmétique des formes quadratiques à coefficients *entiers*, telle que la concevait Gauss.

Ces problèmes ont été abordés par Minkowski [1], puis résolus de manières différentes par Hasse [2], Witt [3], Siegel [4], dans le cas où K est un corps de nombres algébriques. Witt a également étudié le cas d'un corps arbitraire K et montré les rapports de ces problèmes et de problèmes classiques de la théorie des algèbres simples et normales sur K; mais il n'a obtenu dans cette voie de résultats vraiment complets que pour les formes de trois variables au plus.

Je vais montrer comment un langage géométrique simple permet d'expliquer et de compléter les résultats généraux de Witt. Il suffit ensuite de les comparer avec ceux de la théorie des algèbres sur un corps de nombres algébriques pour obtenir les résultats de Minkowski et Hasse.

2. Pour les formes quadratiques décomposables, soit dans le corps K lui-même, soit dans une extension finie de K, les problèmes sont triviaux. Tel est le cas notamment pour toutes les formes d'une ou de deux variables.

Une forme quadratique ternaire, indécomposable dans toute extension finie de K, représente, en coordonnées homogènes, une conique irréductible à coefficients dans K. Les substitutions linéaires régulières sur les coordonnées homogènes correspondent aux homographies non dégénérées du plan. On démontre de plus que toute correspondance birationnelle entre deux coniques d'un même plan peut être considérée comme la trace sur ces coniques d'une homographie (non dégénérée) du plan.

Les problèmes proposés sont alors des cas particuliers de problèmes, concernant les courbes unicursales, étudiés dans ma thèse [5]. J'ai ramené ces derniers à des problèmes classiques de la théorie des algèbres.

Ces considérations permettent de retrouver les résultats de Witt pour les formes ternaires dans tous leurs détails.

3. Une forme quadratique quaternaire, indécomposable dans toute extension finie de K, représente, en coordonnées homogènes, une quadrique non dégénérée de l'espace à trois dimensions, à coefficients dans K. Les substitutions

---

(1) *Ges. Abd.*, **1**, 1914, p. 219.
(2) *J. de Crelle*, **153**, 1924, p. 158.
(3) *J. de Crelle*, **176**, 1936, p. 31.
(4) *Amer. J. of Math.*, **63**, 1941, p. 658.
(5) *Ann. Scien. de l'École Norm. sup.*, **61**, 1945, p. 249-300.

linéaires régulières sur les coordonnées homogènes correspondent encore aux homographies non dégénérées de l'espace.

Une homographie non dégénérée de l'espace transforme toute droite en une droite et, plus précisément, transforme les droites d'un même système d'une quadrique en les droites d'un même système de la quadrique transformée. Or, on peut mettre les droites des deux systèmes d'une quadrique Q en correspondance homographique respectivement avec les points de deux coniques. Si Q a ses coefficients dans K et si d désigne son discriminant, on peut construire ces deux coniques γ_1 et γ_2 de manière qu'elles aient leurs coefficients dans le corps $K(\sqrt{d})$ et qu'elles soient conjuguées par rapport à K. Une homographie non dégénérée L de l'espace qui transforme une quadrique Q en une quadrique Q′ engendre une homographie l_1 du plan entre γ_1 et γ'_1 et une homographie l_2 entre γ_2 et γ'_2. Si L a ses coefficients dans K, l_1 et l_2 ont leurs coefficients dans $K(\sqrt{d})$ et sont conjuguées par rapport à K ; ce qui exige notamment que le discriminant d' de Q′ soit le produit de d et du carré d'un nombre de K.

Inversement, si deux quadriques Q et Q′ ont même discriminant d à un facteur carré de K près, un couple d'homographies, s'il en existe, l_1 entre γ_1 et γ'_1 et l_2 entre γ_2 et γ'_2, à coefficients dans $K(\sqrt{d})$ et conjuguées par rapport à K, détermine une homographie L de l'espace entre Q et Q′, à coefficients dans K.

Le problème de la classification des quadriques, ou des formes quadratiques quaternaires, dans K, se trouve ainsi ramené au problème de la classification des coniques ou des formes quadratiques ternaires, dans $K(\sqrt{d})$.

D'autre part, les points de Q à coordonnées dans K correspondent biunivoquement aux couples de génératrices de systèmes différents, à coefficients dans $K(\sqrt{d})$ et conjuguées par rapport à K. La recherche des points de K sur Q, ou des zéros dans K de la forme quadratique correspondante, se ramène donc à la recherche des points dans $K(\sqrt{d})$ sur l'une des coniques γ_1 ou γ_2, ce qui explique le critère de Witt pour l'existence de zéros dans K d'une forme quadratique ternaire.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la fonction* $\nu(t, n)$.

Note (*) de M. SERGE COLOMBO, présentée par M. Henri Villat.

Par définition :

$$\nu(t, n) = \int_0^\infty \frac{t^{s+n}}{\Gamma(s+n+1)} ds,$$

$$\nu i(t, n) = \int_0^\infty \frac{\nu(s, n)}{s} ds;$$

(*) Séance du 12 avril 1948.

on a :

$$\nu(t, n) \supset p^{-n}(\log p)^{-1},$$
$$\nu i(t, n) \supset -\mathrm{E}i[-n \log p].$$

Nous poserons pour abréger : $\nu(t, 0) = \nu(t)$.

Partons de l'égalité symbolique :

$$\int_0^\infty \frac{t^{s+\frac{1}{2}}}{\Gamma(s+1)} ds \supset \int_0^\infty \frac{\Gamma\left(s+\frac{1}{2}\right)}{\Gamma(s+1)} p^{-s+\frac{1}{2}} ds.$$

On sait que :

$$\frac{\Gamma\left(s+\frac{1}{2}\right)}{\Gamma(s+1)} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n)!}{2^{2n}(n!)^2} \left(s+\frac{1}{2}+n\right)^{-1};$$

il en résulte que :

$$\int_0^\infty \frac{t^{s-\frac{1}{2}}}{\Gamma(s+1)} ds = \frac{\nu(t)}{\sqrt{\pi}} \supset \frac{\sqrt{p}}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n)!}{2^{2n}(n!)^2} \int_0^\infty \frac{p^{-s}}{s+\frac{1}{2}+n} ds,$$

soit encore

$$\frac{\nu(t)}{\sqrt{t}} = \frac{p}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n!}{2^{2n}(n!)^2} \int_{\frac{1}{2}}^{\infty} \frac{p^{-u}}{u+n} du = \frac{p}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n!}{2^{2n}(n!)^2} p^n \int_{\frac{1}{2}+n}^{\infty} \frac{e^{-v \log p}}{v} dv,$$

d'où finalement

$$\sqrt{\pi} \int_0^t \frac{\nu(\xi)}{\sqrt{\xi}} d\xi \supset -\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n)!\, p^n}{2^{2n}(n!)^2} \mathrm{Ei}\left[-\left(n+\frac{1}{2}\right)\log p\right].$$

Or

$$\lim_{t \to +0} \frac{d}{dt} \nu i\left(t, \frac{3}{2}\right) = \lim_{t \to +0} \frac{\nu\left(t, \frac{3}{2}\right)}{t} = 0, \qquad \lim_{t \to +0} \frac{d^2}{dt^2} \nu i\left(t, \frac{5}{2}\right) = \lim_{t \to +0} \frac{d}{dt} \frac{\nu\left(t, \frac{5}{2}\right)}{t} = 0,$$

et plus généralement

$$\lim_{t \to +0} \frac{d^n}{dt^n} \nu i\left(t, n+\frac{1}{2}\right) = 0;$$

on voit ainsi qu'on se trouve dans les conditions requises pour pouvoir écrire que

$$\frac{d^n}{dt^n} \nu i\left(t, n+\frac{1}{2}\right) \supset p^n \mathrm{Ei}\left[-\left(n+\frac{1}{2}\right)\log p\right].$$

On peut donc conclure

$$\sqrt{\pi} \int_0^t \frac{\nu(\xi)}{\sqrt{\xi}} d\xi = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n)!}{2^{2n}(n!)} \nu i^{(n)}\left(t, n+\frac{1}{2}\right).$$

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les solutions fondamentales d'un type d'équations intégrales singulières.* Note de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Henri Villat.

Nous considérons l'équation intégrale

$$f(t)+\lambda\int_0^\infty \mathrm{K}(x,t)\,f(x)\,dx=g(t), \tag{1}$$

où le noyau $\mathrm{K}(x,t)$ a une transformée de Laplace de la forme

$$\rho(p)\,e^{-x\psi(p)}\qquad \big(\mathrm{R}[\psi(p)]>0\big),$$

$\psi(p)$ étant une fonction périodique d'*ordre trois*.

En représentant par $\varphi(p)$ et $\theta(p)$ les images respectives de $f(t)$ et $g(t)$, l'équation (1) admet la transformée

$$\varphi(p)+\lambda\,\varphi[\psi(p)]=\theta(p) \tag{2}$$

et, en employant une méthode analogue à celle utilisée dans un travail antérieur [1], on trouve que sa solution en $\varphi(p)$ est

$$\varphi(p)=\frac{\theta(p)-\lambda\rho(p)\,\theta[\psi(p)]+\lambda^2\rho(p)\,\rho[\psi(p)]\,\theta[\psi\psi(p)]}{1+\lambda^3\rho(p)\,\rho[\psi(p)]\,\rho[\psi\psi(p)]}.$$

Une intégrale de Bromwich-Wagner, prise le long d'un contour convenable, donne donc la solution de (1). Nous nous proposons d'étudier plus particulièrement le cas où la fonction $\rho(p)$ est telle que l'on ait

$$\rho(p)\,\rho[\psi(p)]\,\rho[\psi\psi(p)]=\varepsilon\qquad(\varepsilon=\pm 1). \tag{3}$$

Dans ces conditions, $\psi(p)$ étant une fonction périodique du troisième ordre, on peut montrer que le noyau est tel que si l'on a

$$g(t)=\int_0^\infty \mathrm{K}(x,t)\,f(x)\,dx; \tag{4}$$

il en résulte

$$f(t)=\varepsilon\int_0^\infty \mathrm{K}(x,t)\,dx\int_0^\infty \mathrm{K}(\lambda,x)\,g(\lambda)\,d\lambda, \tag{5}$$

ce qui généralise la notion de noyau réciproque.

En supposant le noyau de cette forme, la solution générale de (1) est facile à obtenir et ses valeurs caractéristiques sont données par l'équation $\lambda^3\varepsilon+1=0$. Nous allons montrer que l'on peut déterminer facilement les solutions fondamentales correspondantes.

---

(1) M. Parodi, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 43.

Nous raisonnerons dans le cas où $\varepsilon = +1$, la méthode étant la même pour $\varepsilon = -1$. Les valeurs caractéristiques sont

$$\lambda = -1, \qquad \lambda = \frac{1 + i\sqrt{3}}{2}, \qquad \lambda = \frac{1 - i\sqrt{3}}{2}.$$

Pour $\lambda = -1$, on a à résoudre l'équation

$$\varphi(p) - \rho(p)\varphi[\psi(p)] = \theta(p).$$

En itérant deux fois et en éliminant $\varphi[\psi\psi(p)]$, il apparaît que l'équation n'est soluble que si l'on a

$$(6) \qquad \theta(p) = -\rho(p)\theta[\psi(p)] - \frac{\theta[\psi\psi(p)]}{\rho[\psi\psi(p)]},$$

c'est-à-dire si $g(t)$ satisfait à l'équation

$$g(t) = -\int_0^\infty K(x, t) g(x)\, dx - \int_0^\infty K(x, t)\, dx \int_0^\infty K(\lambda, x) g(\lambda)\, d\lambda,$$

de solution

$$g(t) = A(t) - \int_0^\infty K(x, t) A(x)\, dx,$$

$A(t)$ étant une fonction arbitraire.

En utilisant une méthode de résolution analogue à celle employée dans une Note antérieure ([2]), la solution de (6) s'écrit dans ces conditions

$$\varphi(p) = -\frac{1}{3}\left[\rho(p)\theta[\psi(p)] - \eta(p) - \rho(p)\eta[\psi(p)] + 2\frac{\theta[\psi\psi(p)]}{\rho[\psi\psi(p)]} - \frac{\eta[\psi\psi(p)]}{\rho[\psi\psi(p)]}\right],$$

$\eta(p)$ étant une fonction arbitraire. Il vient ainsi, après quelques transformations, pour la solution fondamentale correspondant à $\lambda = -1$,

$$f(t) = -\frac{1}{3}\left\{ -2g(t) - \int_0^\infty K(x, t) g(x)\, dx - h(t) - \int_0^\infty K(x, t) h(x)\, dx \right.$$
$$\left. - \int_0^\infty K(x, t)\, dx \int_0^\infty K(\lambda, x) h(\lambda)\, d\lambda \right\},$$

où $h(t) \supset \eta(p)$.

Pour les valeurs caractéristiques $\lambda = (1 \pm i\sqrt{3})/2$, on trouve que le problème n'est possible que si $g(t)$ prend l'une des formes respectives

$$g(t) = A(t) + \frac{1 \pm i\sqrt{3}}{2} \int_0^\infty K(x, t) A(x)\, dx.$$

$A(t)$ étant une fonction arbitraire et, que les solutions fondamentales correspondantes ont la même forme qui dans le cas précédent, les coefficients des intégrales qui y figurent étant $1 \pm i\sqrt{3}/2$ pour les deux premières et $(1 \pm i\sqrt{3}/2)^{-1}$ pour la dernière.

([2]) M. Parodi, *Comptes rendus* **226**, 1948, p. 153.

Plus généralement, une méthode analogue permet de déterminer les solutions fondamentales d'équations intégrales dont les noyaux ont des images où $\psi(p)$ est une fonction périodique d'ordre n et où $\rho(p)$ satisfait à une relation de la forme

$$\rho(p)\,\rho[\psi(p)], \ldots, \rho\Big[\underbrace{\psi\psi' \ldots, \psi(p)}_{(n-1)}\Big] = \varepsilon \qquad n > 1.$$

La forme du noyau conduit à une généralisation des relations (4) et (5) et les valeurs propres sont données par la relation $\lambda^n \varepsilon + 1 = 0$.

Nous savons donc définir un ensemble d'équations intégrales singulières qui, contrairement à ce qui se passe dans les équations de Fredholm régulières, ont un nombre illimité de solutions fondamentales distinctes correspondant à une valeur caractéristique [3].

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE. — *Théorèmes sur les quadriques et les cyclides à lignes de courbure circulaires*. Note (*) de M. **Fernand Backes**, présentée par M. Paul Montel.

I. Si l'on effectue une substitution quelconque $U = f(u)$, $V = g(v)$ sur les paramètres des génératrices d'une quadrique, la droite joignant les points de paramètres (u, v) et (U, V) engendre une congruence W; de plus, u, v sont les paramètres asymptotiques des nappes de la surface focale.

Soumettons, en effet, la quadrique à une homographie telle que la transformée soit le paraboloïde défini par l'équation homogène $x^2 - y^2 = zt$. Si u, v désignent les paramètres des génératrices de cette surface, on a

$$x = u + v, \qquad y = u - v, \qquad z = uv, \qquad t = 1,$$

et la droite joignant ce point au point de coordonnées

$$X = U + V, \qquad Y = U - V, \qquad Z = UV, \qquad T = 1,$$

a pour coordonnées plückériennes

$$\begin{array}{lll} 2(vU - uV), & Uu(V - v) + Vv(U - u), & u - U + v - V, \\ uv - UV, & u - U - v + V, & Uu(V - v) - Vv(U - u). \end{array}$$

Celles-ci sont solutions de l'équation de Laplace

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial u\,\partial v} = \frac{\partial \theta}{\partial u}\frac{\partial}{\partial v}\log(V - v) + \frac{\partial \theta}{\partial v}\frac{\partial}{\partial u}\log(U - u) - \theta\frac{\partial}{\partial u}\log(U - u)\frac{\partial}{\partial v}\log(V - v),$$

de sorte que la droite considérée engendre une congruence W, u et v étant les paramètres des asymptotiques de ses nappes focales. Les invariants de l'équation précédente étant égaux (même nuls), la congruence est R.

---

(3) *Cf.* E. Picard, *Comptes rendus*, **180**, 1925, p. 980.

(*) Séance du 12 avril 1948.

La polaire de la droite considérée, relativement à la quadrique, engendre aussi une congruence R.

2. Si la quadrique est une sphère et si l'on effectue sur u, v la substitution

$$U = \frac{au+b}{cu+d}, \qquad V = \frac{av+b}{cv+d},$$

les figures (Φ) et (Φ_1), décrites respectivement par les points (u, v) et (U, V), sont, on le sait, égales ou symétriques.

Dès lors, si l'on considère le mouvement sur la sphère d'une figure sphérique indéformable et que l'on désigne par (Φ) et (Φ_1) les positions de cette figure aux instants t, t_1, la droite joignant deux positions d'un même point de la figure engendre une congruence R. Dans le cas présent, une des nappes focales se réduit à la droite de l'infini d'un plan normal à l'axe de rotation qui amène (Φ) sur (Φ_1); l'autre nappe est constituée par un ellipsoïde de révolution, lieu du milieu du segment de droite joignant les points générateurs Φ et Φ_1.

Si t_1 tend vers t, on voit que les tangentes aux trajectoires décrites par les différents points d'une figure sphérique mobile sur une sphère, et relativement à un même instant, engendrent une congruence R pour laquelle l'une des nappes focales est la sphère envisagée, l'autre se réduisant à l'axe instantané de rotation.

Plus généralement, une congruence dont les nappes focales sont formées par une quadrique et une droite, est R.

3. En soumettant la figure du numéro 1 à la transformation de Lie, on obtient le résultat suivant : si l'on établit une correspondance arbitraire $U = f(u)$, $V = g(v)$ entre les paramètres des lignes de courbure d'une cyclide à lignes de courbure circulaires et que l'on considère les sphères de courbures principales aux points de coordonnées (u, v) et (U, V), la sphère Σ, tangente aux quatre sphères précédentes, engendre une congruence pour laquelle les lignes de courbure se correspondent sur les deux nappes de la surface focale; de plus u, v sont les paramètres de ces lignes et l'équation de Laplace à laquelle satisfont les six coordonnées pentasphériques de Σ est à invariants nuls.

MÉCANIQUE ANALYTIQUE. — *Sur les transformations canoniques.* Note de M. Marcel Mendes, présentée par M. Jean Chazy.

Soient q, p deux groupes de variables conjuguées vérifiant les équations

$$(1) \qquad \frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \qquad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \qquad (i = 1, 2, \ldots, n).$$

Soient Q, P de nouvelles variables liées aux anciennes par des relations pouvant contenir t, comme d'ailleurs la fonction génératrice H.

Le but de cette Note est de chercher des conditions nécessaires et suffisantes pour que la transformation soit canonique ([1]).

1. Étant donnée une fonction quelconque $\mathcal{H}(Q, P, t)$ que l'on supposera, grâce aux formules de transformation, exprimée, ainsi que H, en fonction des q, Q, t, déterminons une fonction $V(q, Q, t)$ par la relation

$$(2)\qquad k\mathcal{H} = H - \frac{\partial V}{\partial t} \qquad (k, \text{ const.}).$$

Cette relation fournit, selon que l'on exprime le tout en fonction des q, p, t ou des Q, P, t, des identités aux q, p ou aux Q, P, et permet de calculer les dérivées nécessaires.

Des calculs analogues à ceux de M. Chazy conduisent, en vertu de (1) et des formules de transformation, à des équations de la forme

$$(3)\qquad \left\{\begin{aligned} \frac{dQ_i}{dt} &= \mathcal{A}_i + k\sum_l\left(A_{il}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial Q_l} + B_{il}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial P_l}\right),\\ \frac{dP_i}{dt} &= \mathcal{B}_i + k\sum_l\left(-B_{li}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial Q_l} + C_{il}\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial P_l}\right),\end{aligned}\right.$$

$$(4)\qquad \left\{\begin{aligned} k\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial Q_l} &= \mathcal{C}_l + \sum_j\left(D_{jl}\frac{dQ_j}{dt} - E_{lj}\frac{dP_j}{dt}\right),\\ k\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial P_l} &= \mathcal{D}_l + \sum_j\left(E_{jl}\frac{dQ_j}{dt} + F_{jl}\frac{dP_j}{dt}\right),\end{aligned}\right.$$

où l'on a posé

$$A_{il} = \sum_j\frac{D(Q_i, Q_l)}{D(q_j, p_j)},\qquad B_{il} = \sum_j\frac{D(Q_i, P_l)}{D(q_j, p_j)},\qquad C_{il} = \sum_j\frac{D(P_i, P_l)}{D(q_j, p_j)},$$

$$D_{jl} = \sum_i\frac{D(q_i, p_i)}{D(Q_j, Q_l)},\qquad E_{jl} = \sum_i\frac{D(q_i, p_i)}{D(Q_j, P_l)},\qquad F_{jl} = \sum_i\frac{D(q_i, p_i)}{D(P_j, P_l)}.$$

2. En vertu des relations qui lient ces quantités, les conditions nécessaires et suffisantes pour que $\Omega = \Sigma(kP\delta Q - p\delta q)$ soit une différentielle virtuelle exacte peuvent se mettre, avec

$$\varepsilon_{ij} = 0 \quad (i \neq j), \qquad \varepsilon_{ii} = 1,$$

sous l'une des deux formes

$$(5)\qquad D_{ij} = F_{ij} = 0, \qquad E_{ij} = k\varepsilon_{ij};$$

ou

$$(6)\qquad A_{ij} = C_{ij} = 0, \qquad B_{ij} = \frac{\varepsilon_{ij}}{k}.$$

([1]) Sophus Lie, *Arkiv för Mathematik*, 2, 1877, p. 138-152; Poincaré, *Leçons de Mécanique céleste*, I, 1905, p. 15; Levi-Civita e Amaldi, *Lezioni di Meccanica razionale*, II, 2, 1927, p. 311; Chazy, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 1041, et 226, 1948, p. 19.

Si donc nous démontrons que la condition nécessaire et suffisante pour que la transformation soit canonique est que Ω soit différentielle virtuelle exacte, nous aurons démontré également que (5) ou (6) sont aussi des conditions nécessaires et suffisantes.

3. Si la transformation est canonique avec $\mathcal{H}$ comme nouvelle fonction génératrice, les conditions (5) sont vérifiées d'après (4), et Ω est une différentielle virtuelle exacte.

Réciproquement, si Ω est différentielle virtuelle exacte $\delta V(q, Q, t)$, les équations (5) sont vérifiées, et des identités

$$\frac{\partial V}{\partial q_i}\big(q(Q, P, t), Q, t\big) \equiv -p_i(Q, P, t), \qquad \frac{\partial V}{\partial Q_i}\big(q(Q, P, t), Q, t\big) \equiv k P_i,$$

convenablement dérivées, on déduit $\mathcal{E} = \mathcal{F} = 0$, et les équations (4) sont canoniques.

4. Les conditions (5) sont aussi conséquence de ce que les équations (1) admettent l'invariant intégral $\iint \sum dp\, dq$ et que la condition nécessaire et suffisante pour que les Q, P soient canoniquement conjugués est que $\iint \sum dP\, dQ$ soit invariant intégral pour les équations transformées. Cela entraîne, en effet, pour ces dernières, l'identité des deux invariants $\iint \sum dP\, dQ$ et $\iint \sum \frac{D(p, q)}{D(u, v)}\, du\, dv$, où u et v désignent deux quelconques des variables P, Q.

Cette remarque s'étend aux invariants d'ordre plus élevé pour fournir des conditions nécessaires, mais non suffisantes.

5. Enfin, la considération des intégrales

$$I = \int_{t_0}^{t_1} \left(-H - \sum p \frac{dq}{dt}\right) dt,$$

$$I = c \int_{t_0}^{t_1} \left(-\mathcal{H} - \sum P \frac{dQ}{dt}\right) dt = \int_{t_0}^{t_1} \left(-H + \frac{dV}{dt} - k \sum P \frac{dQ}{dt}\right) dt$$

fournit également par la méthode de Poincaré et de M. Chazy la condition relative à Ω.

MÉCANIQUE DES FILS. — *Petits mouvements verticaux périodiques d'un câble souple, inextensible, pesant, dont les extrémités sont fixes.* Note de M. **Henri Pailloux**, présentée par M. Jean Chazy.

Cette première Note, relative aux petits mouvements d'un fil homogène pesant dans un plan vertical, a pour but d'étudier les mouvements périodiques, lorsque les extrémités sont fixes, à des niveaux quelconques, et plus particulièrement ceux d'un fil très tendu, presque horizontal.

Dans les équations du mouvement d'un fil pesant

$$\frac{\partial}{\partial s}\left(\mathrm{T}\frac{\partial x}{\partial s}\right)=\rho\frac{\partial^2 x}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial}{\partial s}\left(\mathrm{T}\frac{\partial y}{\partial s}\right)=\rho g+\rho\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}, \quad \left(\frac{\partial x}{\partial s}\right)^2+\left(\frac{\partial y}{\partial s}\right)^2=1.$$

nous cherchons une solution de la forme

$$x=a(u+\xi e^{i\omega t}), \qquad s=a\,\mathrm{sh}\,u,$$
$$y=a(\mathrm{ch}\,u+\eta e^{i\omega t}), \qquad \mathrm{T}=\rho g a\,\mathrm{ch}\,u(1+\tau e^{i\omega t}),$$

où u est le paramètre fixant la position d'un point sur la chaînette de paramètre a. ξ, η, τ sont des fonctions de u restant petites, nulles lorsque le fil est au repos. Nous aurons ainsi, quand ω, ξ, η, τ seront déterminés, des mouvements particuliers périodiques de pulsation ω, et le principe de superposition donnera ensuite des solutions plus générales.

Le système différentiel en ξ, η, τ est le suivant :

$$(\tau+\xi')'+k^2\xi\,\mathrm{ch}\,u=0,$$
$$(\tau\,\mathrm{sh}\,u+\eta')'+k^2\eta\,\mathrm{ch}\,u=0, \qquad \text{avec} \quad k^2=\frac{\omega^2 a}{g}.$$
$$\xi'+\eta'\,\mathrm{sh}\,u=0.$$

Pour intégrer ce système, nous introduisons la fonction auxiliaire

$$\varphi=\xi+\eta\,\mathrm{sh}\,u,$$

et nous obtenons d'abord

$$(1)\qquad \left\{\begin{array}{l} \xi=\varphi-\varphi'\,\mathrm{th}\,u, \\ \eta=\dfrac{\varphi'}{\mathrm{ch}\,u}, \\ \tau\,\mathrm{sh}\,u+\dfrac{\varphi''}{\mathrm{ch}\,u}-\dfrac{\varphi'\,\mathrm{sh}\,u}{\mathrm{ch}^2 u}+k^2(\varphi-\mathrm{C})=0, \end{array}\right.$$

C étant une constante d'intégration. La fonction φ est définie ensuite par l'équation différentielle

$$(2)\qquad \mathrm{sh}\,u\,(\varphi'''+k^2\varphi'\,\mathrm{ch}\,u)-\mathrm{ch}\,u(\varphi''+k^2\varphi\,\mathrm{ch}\,u)+k^2\mathrm{C}=0.$$

Le système (1) montre que, si les extrémités du fil sont fixes, φ et φ' s'annulent en ces extrémités, u_0 et u_1. Nous avons alors le moyen théorique de former l'équation aux pulsations propres, c'est d'*écrire que l'équation* (2) *possède une solution nulle ainsi que sa dérivée pour* u_0 *et* u_1 : ce qui impose une condition au paramètre k, c'est-à-dire à ω. Remarquons que C est une constante d'homogénéité dont la valeur peut être prise égale à 1 : on peut en effet prendre pour nouvelle fonction inconnue $\mathrm{C}\varphi$, ce qui revient à multiplier ξ, η, τ par un même facteur. Un tel changement ne change pas la nature de la solution du problème, ni la valeur de ω, et met en évidence le fait suivant, important dans la pratique : les surtensions maxima sont proportionnelles aux amplitudes extrêmes.

Le problème se résout complètement dans le cas où u_0 et u_1 sont voisins; c'est le cas d'un fil très tendu. Dans le cas, important pour la pratique, d'un câble très tendu, au voisinage du sommet de la chaînette, u reste petit. L'équation (2) peut s'intégrer, si l'on néglige les termes en u d'ordre supérieur au premier, par la formule

$$\varphi = \mathrm{A}\cos ku + \mathrm{B}\sin ku + \mathrm{C} + \mathrm{D}u, \tag{2}$$

où A, B, D sont trois nouvelles constantes arbitraires.

Si nous posons $u_0 = \alpha - \beta$, $u_1 = \alpha + \beta$, nous trouvons deux catégories de solutions, définies par l'une ou l'autre des équations

$$\sin k\beta = 0, \qquad \operatorname{tg} k\beta = k\beta, \qquad k \neq 0. \tag{3}$$

Ce sont les deux équations aux pulsations propres.

M. Vaulot [1] a traité le problème qui précède, en prenant comme paramètre sur la chaînette l'angle de la tangente avec la base; et, sous une autre forme, il est parvenu aux équations (3). Les calculs précédents, plus complets sur certains points, serviront à l'étude de la propagation d'une onde le long d'un câble, problème dont un aspect particulier a été étudié aussi par M. Vaulot.

MÉCANIQUE VIBRATOIRE. — *Sur le spectre de vibration de la membrane de Routh.* Note [*] de M. **Jiří Beránek**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. Nous considérons une membrane d'après le modèle de Routh, formée de deux systèmes orthogonaux de cordes sans masse, tendues dans un plan, dont les extrémités sont fixées à un cadre solide. A chaque point de rencontre de deux cordes est attaché un point matériel de masse μ. Nous désignons les particules par M_{kl} et leurs déplacements transversaux infiniment petits par y_{kl}; les indices k, l, déterminant leurs positions dans les deux directions, peuvent prendre indépendamment toutes les valeurs de 1 à m. Soit S la force élastique de chaque corde et a la distance constante de deux cordes voisines.

La substitution linéaire

$$y_{kl} = \sum_{r=1}^{m} \sum_{s=1}^{m} \left[\frac{2}{m+1} \sin\frac{kr\pi}{m+1} \sin\frac{ls\pi}{m+1} \right] z_{rs} \qquad (k,\ l = 1,\ 2,\ \ldots,\ m)$$

est orthogonale et ramène chacune des formes quadratiques V et T, qui expriment respectivement l'énergie potentielle et cinétique de la membrane

---

(1) *Comptes rendus du 3e Congrès international de Mécanique appliquée*, Stockholm, 1930, p. 254.

(*) Séance du 22 mars 1948.

à une forme ne contenant que les carrés des variables

$$V = \frac{\mu}{2}\sum_{r=1}^{m}\sum_{s=1}^{m}\nu_{rs}^2 z_{rs}^2, \qquad T = \frac{\mu}{2}\sum_{r=1}^{m}\sum_{s=1}^{m}\left(\frac{dz_{rs}}{dt}\right)^2,$$

où

$$\nu_{rs} = \sqrt{A^2\left[\sin^2\frac{r\pi}{2(m+1)} + \sin^2\frac{s\pi}{2(m+1)}\right]} \qquad \text{avec} \quad A^2 = \frac{4S}{\mu a}.$$

Si nous formons les équations de mouvement à partir de ces formules, leurs solutions $z_{rs} = A_{rs}\cos\nu_{rs}t + B_{rs}\sin\nu_{rs}t$ caractérisent les modes de vibration. Nous appelons l'ensemble des fréquences ν_{rs} *le spectre mécanique* (acoustique) de la membrane. L'énergie totale qui correspond au mode de vibration caractérisé par la fréquence ν_{rs} sera

$$l_{rs} = \frac{\mu}{2}\left[\left(\frac{dz_{rs}}{dt}\right)^2 + \nu_{rs}^2 z_{rs}^2\right] = \frac{\mu}{2}\nu_{rs}^2[A_{rs}^2 + B_{rs}^2].$$

Les A_{rs} et B_{rs} étant déterminés par les conditions initiales, cette formule nous donne *la loi de répartition d'énergie* dans le spectre de la membrane.

2. En supposant que le nombre m de particules est grand, posons $r/m+1 = x$, $s/m+1 = y$ $(0 < x < 1,\ 0 < y < 1)$, et traitons les variables x, y comme des variables continues. Chaque mode de vibration sera alors représenté par un couple x, y et la fréquence ν sera une fonction continue de x, y. La plus haute fréquence dans le spectre sera à peu près $\nu_m \cong \sqrt{2}\,A$.

Désignons par $f(\nu)\,d\nu$ le nombre de modes de vibration dont les fréquences sont entre ν et $\nu + d\nu$. La fonction $f(\nu)$ exprime *la densité de fréquence* dans le spectre. Pour calculer $f(\nu)$ introduisons les variables $X = A\sin\pi(x/2)$, $Y = A\sin\pi(y/2)$. Les modes de vibration seront représentés par les points X, Y du carré R $(0 < X < A,\ 0 < X < A)$ dans le plan OXY et ν sera de la forme $\nu = \sqrt{X^2 + Y^2}$. Le nombre $f(\nu)\,d\nu$ est donné par le nombre de points X, Y dans la partie S de R limitée par deux arcs de cercles dont les rayons sont ν et $\nu + d\nu$. Le calcul qui s'appuie sur les propriétés des intégrales elliptiques donne pour $f(\nu)$ l'expression

$$f(\nu) = \frac{4m^2}{\pi^2 A^2}\nu\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{d\psi}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\psi}}, \qquad \text{où} \quad k^2 = 1 - \left(1 - \frac{\nu^2}{A^2}\right)^2.$$

La fonction $f(\nu)$ admet un maximum à l'intérieur du spectre pour $\nu = \nu_m/\sqrt{2}$ qui est d'autant plus accentué que le nombre m est plus grand. Pour la fréquence maxima ν_m la fonction $f(\nu)$ a une valeur approchée $f(\nu_m) \cong 2\sqrt{2}(m^2/\pi A)$.

3. Soit dE l'énergie totale des modes de vibration dont les fréquences sont entre ν et $\nu + d\nu$. La fonction $dE/d\nu$ exprime *la densité d'énergie* dans le spectre.

Pour un mouvement donné de la membrane (1) nous trouvons la densité

(1) J. Beránek, *Publ. de la Fac. des Sc. de l'Univ. Masaryk*, n° 293, Brno, 1947.

d'énergie $dE\, d\nu$ en calculant d'abord $e(x, y)$ et introduisant les variables X, Y. L'énergie dE sera l'énergie totale des modes de vibration représentés par les points X, Y dans le domaine S. Nous aurons donc

$$\frac{dE}{d\nu}\, d\nu = \int_S \int e(X, Y)\, dN,$$

dN étant le nombre de points X, Y dans un élément d'aire $dX\, dY$.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur le calcul des hélices coaxiales contrarotatives et leurs conditions d'optimum tourbillonnaire.* Note (*) de M. **Raymond Siestrunck**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. Considérons deux hélices coaxiales isovitesses, à p pales, dont les plans de rotation sont situés à la distance Z l'un de l'autre et qui fonctionnent à une valeur λ de l'argument de similitude. A l'hélice amont, supposée à droite, est attaché un système d'axes $O_1x_1y_1z_1$ trirectangle direct; à l'hélice aval, tournant en sens inverse, est attaché le système gauche $O_2x_2y_2z_2$ (z_1z_2 est l'axe commun de rotation, O_1x_1 et O_2x_2 sont portés par les axes de deux pales appartenant respectivement à chacune des hélices). Dans l'hypothèse où les systèmes tourbillonnaires libres présentent une configuration permanente par rapport à l'hélice dont ils sont issus, les vitesses induites par chaque hélice sur ses pales propres (auto-induction) sont indépendantes du temps; les vitesses d'induction mutuelle ont dans le temps une fréquence double de celle de rotation des hélices : si, comme à l'ordinaire, on ne considère que le fonctionnement aérodynamique moyen des pales, il convient de prendre la valeur moyenne de ces vitesses. Désignons par u les vitesses tangentielles (sur Oy) et par v les vitesses axiales (sur Oz) sur les pales; nous avons, avec un jeu d'indices évident et en surlignant les valeurs moyennes

$$u_1 = u_{11} + \overline{u_{21}}, \qquad v_1 = v_{11} + v_{21}, \qquad u_2 = u_{22} + \overline{u_{12}}, \qquad v_2 = v_{22} + v_{12}.$$

Les propriétés classiques des systèmes tourbillonnaires hélicoïdaux entraînent [1] les relations

$$u_{11}\zeta + v_{11}\lambda_1^* = 0, \qquad u_{22}\zeta + v_{22}\lambda_2^* = 0, \qquad \overline{u_{21}} = 0, \qquad \overline{u_{12}} = 2u_{11} = \frac{p\Gamma_1}{2\pi\zeta}.$$

D'autre part, on fait d'ordinaire l'hypothèse complémentaire qu'on a une représentation approchée de la forme

$$\overline{v_{21}} = \frac{p\Gamma_2}{4\pi\lambda_2^*}[1 - f(Z)], \qquad \overline{v_{12}} = \frac{p\Gamma_1}{4\pi\lambda_1^*}[1 + f(Z)],$$

(*) Séance du 22 mars 1948.

[1] Les notations sont celles de nos Notes antérieures (par exemple, **219**, 1944, p. 151-153); le pas λ^* des tourbillons est en première approximation égal au fonctionnement λ.

f étant une fonction de la distance des deux hélices qui s'annule avec Z et qui tend vers l'unité pour Z infini.

Ces relations permettent d'évaluer les angles induits sur les pales en fonction, respectivement, de v_{11} et Γ_2 et de v_{22} et Γ_1, ce qui ramène le problème du fonctionnement du doublet coaxial à la détermination des potentiels hélicoïdaux φ_1 et φ_2 adjoints à chacun des systèmes tourbillonnaires libres, par les conditions aux limites sur les pales

$$\frac{\Gamma_1}{2} = \varphi_1 = \frac{(kt)_1\sqrt{\lambda^2+\xi^2}}{2}\left[i_1(\xi) + \frac{1}{2\sqrt{\lambda^2+\xi^2}}\frac{d\varphi_1}{dn} - \frac{p\varphi_2}{2\pi\lambda_2^*}(1-f)\frac{\xi}{\lambda^2+\xi^2}\right],$$

$$\frac{\Gamma_2}{2} = \varphi_2 = \frac{(kt)_2\sqrt{\lambda^2+\xi^2}}{2}\left[i_2(\xi) + \frac{1}{2\sqrt{\lambda^2+\xi^2}}\frac{d\varphi_2}{dn} - \frac{p\varphi_1}{2\pi\lambda_1^*}(1+f)\frac{\xi}{\lambda^2+\xi^2} - \frac{p\varphi_1\lambda_1^*}{\xi(\lambda^2+\xi^2)}\right].$$

Ces conditions couplées rendent aisée l'utilisation du *Calculateur d'hélices* (²) par approximations successives à partir des solutions φ_1^0 et φ_2^0 relatives au fonctionnement isolé de chacune des hélices; en particulier, si les plans de rotation sont suffisamment éloignés l'un de l'autre (moteurs en tandem), $f \sim 1$, $\varphi_1 \sim \varphi_1^0$, et φ_2 s'obtient par une seule expérience.

2. On peut également traiter, dans les mêmes hypothèses que pour l'hélice unique ($\lambda_1^* = \lambda_2^* = \lambda$), le problème du fonctionnement optimum du doublet.

En effet, les pertes d'énergie induites

$$C'_E = 2p\int[(v_1\xi - \lambda u_1)\Gamma_1 + (v_2\xi - \lambda u_2)\Gamma_2]\xi\, d\xi$$

se composent de deux termes d'auto-induction dont l'expression est la même que si chaque hélice prenait isolément la circulation Γ_1 ou Γ_2, et d'un terme d'induction mutuelle qui a la forme, indépendante de f,

$$\frac{p^2}{\pi\lambda}\int\frac{\xi^2-\lambda^2}{\xi}\Gamma_1\Gamma_2\, d\xi.$$

Par suite, on sait évaluer, pour des variations arbitraires $\delta\Gamma_1$ et $\delta\Gamma_2$ des circulations prises comme variables indépendantes, la variation $\delta C'_E$ de la perte d'énergie; on en déduit simplement que celle-ci sera minimum, pour des valeurs imposées

$$I_1 = \int\Gamma_1\xi\, d\xi, \qquad I_2 = \int\Gamma_2\xi\, d\xi,$$

des termes principaux des coefficients de puissance des hélices, si l'on a séparément sur les pales

$$(\lambda^2+\xi^2)\frac{v_{11}}{v_{22}} + \frac{p}{4\pi\lambda}(\xi^2-\lambda^2)\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} - \xi^2\frac{A}{B} = 0.$$

(²) *Comptes rendus*, 219, 1944, p. 284.

A et B étant deux constantes arbitraires; ce système se transforme par combinaisons en un système analogue, mais *découplé*, par rapport à $\Gamma_1 - \Gamma_2$ et $\Gamma_1 - \Gamma_2$; il est clair alors que la détermination des potentiels hélicoïdaux attachés à ces fonctions se ramène à la résolution d'un problème de fonctionnement particulier.

HYDRAULIQUE. — *Sur les changements de régime dans les canalisations. Théorie de la dispersion des caractéristiques.* Note (*) de M. **Louis-A. Sackmann**, présentée par M. Henri Villat.

Introduction. — Nous avons publié dans deux Notes précédentes (¹), (²), relatives aux changements de régime dans les canalisations des résultats sur :

1° *les mesures instantanées des caractéristiques*, conduisant, pour une vitesse de débit donnée U, à deux vitesses instantanées extrêmes U_L et U_T, et provoquant le dédoublement du point représentatif unique du phénomène moyen;

2° *l'étude sélective de la perte de charge*, démontrant que la scission des points moyens et du raccord d'apparence continue entre les courbes de Blasius et de Poiseuille, fournit deux branches distinctes, portions homologues des deux courbes classiques, mais occupées alternativement au hasard du changement.

La représentation de ces mesures confirme non seulement que les régimes participants extrêmes de la transition sont du type *laminaire* ou *turbulent* nettement établi, mais laisse entrevoir l'existence d'une loi de dispersion parallèle des doublets de la scission.

Établissement de la loi de dispersion. — Le principe même de nos mesures, partant de la perte de charge totale ΔP pour une longueur Δl du tube, nous contraint à faire la correction de force vive $\Delta p' = k(\rho U^2/2)$, avec $k_L = 2,16$ (laminaire) et $k_T = 1,08$ (turbulent); d'où l'expression de la perte de charge linéaire $\Delta p/\Delta l$

$$\frac{\Delta p}{\Delta l} = \frac{\Delta P}{\Delta l} - \frac{\Delta p'}{\Delta l} = \frac{\Delta P}{\Delta l} - \frac{k}{\Delta l}\,\frac{\rho U^2}{2}.$$

C'est ainsi que les mesures de la Note (²) vérifient d'une manière très satisfaisante les lois classiques laminaire et turbulente

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta l}\right)_L = K_L U_L \quad \text{(Poiseuille)}, \qquad \text{soit} \quad \left(\frac{\Delta p}{\Delta l}\right)_T = k_T U_T^{1,75} \quad \text{(Blasius)}.$$

(*) Séance du 22 mars 1948.

(¹) *Comptes rendus* 224, 1947, p. 793.

(²) Sackmann-Codaccioni, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1326.

Nous aurons alors le système (I), ou les relations inverses (I′) :

$$(\mathrm{I})\quad \begin{cases} \dfrac{\Delta P}{\Delta l} = \left(\dfrac{\Delta p}{\Delta l}\right)_L + \left(\dfrac{\Delta p'}{\Delta l}\right)_L = K_L U_L + \dfrac{\rho k_L}{2\Delta l} U_L^2 = f(U_L), \\ \dfrac{\Delta P}{\Delta l} = \left(\dfrac{\Delta p}{\Delta l}\right)_T + \left(\dfrac{\Delta p'}{\Delta l}\right)_T = K_T U_T^{1,75} + \dfrac{\rho k_T}{2\Delta l} U_T^2 = g(U_T). \end{cases} \qquad (\mathrm{I'})\quad \begin{cases} U_L = F\left(\dfrac{\Delta P}{\Delta l}\right), \\ U_T = G\left(\dfrac{\Delta P}{\Delta l}\right). \end{cases}$$

On définit ainsi, pour chaque valeur de $\Delta P/\Delta l$, dans le plan des $[U - (\Delta P/\Delta l)]$, le doublet géométrique $[U_L - (\Delta p/\Delta l)_L] - [U_T - (\Delta p/\Delta l)_T]$, de pente

$$(\mathrm{II})\qquad \operatorname{tg}\alpha = \frac{\left(\dfrac{\Delta p}{\Delta l}\right)_T - \left(\dfrac{\Delta p}{\Delta l}\right)_L}{U_L - U_T} = \frac{\rho}{2\Delta l}\,\frac{k_L U_L^2 - k_T U_T^2}{U_L - U_T} = \varphi\left(\frac{\Delta P}{\Delta l}\right),$$

U_L et U_T étant deux fonctions explicites de $\Delta P/\Delta l$, d'après les relations (I′), Δl jouant le rôle de paramètre géométrique.

Résultats. — L'étude de la fonction φ donne les résultats suivants :

1° *discontinuité* pour $U_L = U_T$, à l'extérieur du domaine de la transition;

2° *variation très lente* à l'intérieur de ce domaine, avec un minimum;

3° *diminution d'ensemble* lorsque Δl croît, avec $\varphi = 0$ pour $\Delta l = \infty$.

En vue de la confrontation ultérieure de la théorie avec l'expérience, les calculs numériques, très longs, nécessitant l'usage des tables à 7 décimales, condensés dans le tableau qui suit, ont été faits dans l'intervalle considéré avec les paramètres géométriques et physiques tirés de notre travail commun ([2]).

$\Delta l = 89,1$, $a = 0,2107$ $\rho = 0,9984$, $\mu = 0,0103$, (C. G. S.)

Régimes.	$\frac{\Delta P}{\Delta l}$.	U_L.	U_T.	φ.	
Turbulent	240,0	83,60	64,00	3,055	
	—	—	—	—	
	170,0	64,50	52,70	2,846	
	—	—		—	
	161,0	61,80674	51,07374	2,8362336	
Transition	160,9	61,77674	51,05560	2,8362327	(min)
	160,8	61,74674	51,03747	2,8362353	
	—	—	—	—	
	150,0	58,50	49,10	2,850	
		—		—	
Laminaire	120,0	49,00	43,30	3,108	

Conclusions. — 1° *L'existence d'un minimum* de la fonction de dispersion φ, quoique faiblement prononcé, retient spécialement notre attention : nous poursuivons actuellement des recherches théoriques, pour savoir si cette particularité de la dispersion des régimes alternants est à l'origine de leur stabilité réciproque, si la fonction φ commande ou non le phénomène de la transition; dans l'affirmative, on pourrait développer l'étude du changement de régime en général et prévoir notamment ses caractéristiques critiques.

2° *La variation très lente de* φ aura comme conséquence que les doublets de la scission, définis dans l'étude sélective des régimes extrêmes, obéissent à une dispersion quasi parallèle dans le domaine de la transition.

Cette autre particularité de la dispersion des caractéristiques justifie une confrontation expérimentale immédiate : ce sera l'objet d'une Note à suivre.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Mécanique de forces non instantanées.* Note de M. **Constantin Popovici**, présentée par M. Jean Chazy.

Nous avons étudié ([1]) le mouvement d'une planète soumise à l'attraction newtonienne, ainsi qu'à la répulsion de la lumière émanant d'un centre ou d'une source fixe. Cette Note a pour but de montrer qu'une grande partie des résultats obtenus par des calculs peuvent s'obtenir par des considérations de bon sens, et une autre partie par un minimum de calculs, et que ces résultats sont communs pour des expressions de forces plus générales. Ce problème a provoqué d'autres travaux ([2]).

1. Supposons que le mobile est soumis à une force attractive instantanée, à laquelle s'ajoute une force répulsive qui, si elle était aussi instantanée, avec certaines conditions initiales, ferait décrire au mobile une courbe fermée, une sorte d'ovale. Désignons par e l'orbite du mobile si la force totale est instantanée, par e_1 si la force répulsive n'est pas instantanée.

Partons d'un aphélie : les vitesses radiales sur e et e_1 y sont nulles et les forces totales coïncident. Les deux rayons vecteurs commencent par diminuer, la répulsion sur e_1 commence par dépendre de la vitesse radiale. L'orbite e_1 deviendra *extérieure* à l'orbite e parce que la répulsion sur e_1 doit grandir davantage quand on s'approche du centre répulsif. L'excentricité de e_1 a donc diminué par rapport à celle de e, et la distance périhélie sera plus grande pour e_1. *Le rapport des distances extrêmes tend donc vers l'unité.* Si nous partons d'un périhélie, le rayon vecteur de e_1 croît moins que celui de e : le rapport des distances extrêmes tend donc encore vers l'unité. *L'orbite tend vers un cercle* de rayon fini, ou vers l'infini.

2. *La force est centrale.* — Malgré l'évidence de ce fait, nous avons cherché s'il n'y a pas lieu d'introduire l'aberration. Or l'aberration est un phénomène apparent pour le mobile. L'observateur mobile doit corriger ses observations

---

([1]) *Bulletin astronomique*, 3, 1923, p. 257-261 ; *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 2052 ; 210, 1940, p. 30 et 158 ; 218, 1944, p. 784 ; 219, 1944, p. 114 ; 224, 1947, p. 723, 1415 et 1474 ; *Bulletin scientifique Académie roumaine*, 4 mai et 9 novembre 1945.

([2]) Voir Chazy, *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 133 ; 210, 1940, p. 713 ; *Bulletin astronomique*, 12, 1940, p. 85-97 ; *Journal de Mathématiques*, 19, 1940, p. 261-280 ; Zagar, *Memorie della Società astronomica italiana*, 13, 1938, p. 1 ; et Armellini, *Atti della R. Accademia dei Lincei*, 1937-1939, plusieurs Notes.

de l'aberration pour avoir la situation réelle par rapport à la source fixe. Donc, si la force radiale se propage avec une vitesse finie, l'aire balayée par le rayon vecteur dans l'unité de temps reste constante. Si la force dépend non seulement du rayon vecteur, mais aussi du *temps*, soit $F(r, t)$, alors il faut corriger l'expression de la force en prenant sa valeur $F(r, t - \Delta t)$ à l'instant du départ de la source.

3. *Il y aura un frottement* parce que la force répulsive dépend non seulement de la distance au centre, mais aussi de la vitesse.

4. *La nature agit de manière à réaliser le frottement nul.* La force totale Φ étant radiale, le frottement est radial; mais, comme le mouvement tend à devenir circulaire, le déplacement radial tend à devenir nul, donc le frottement aussi. Ceci est démontré pour l'infini dans l'avenir, on peut démontrer qu'il en est de même pour l'infini dans le passé si $r\Phi$ devient nul avec r infini.

5. *Le travail des forces*, y compris celui dû à la vitesse, *est fini*; *la dépense totale d'énergie est finie*. La force totale étant par hypothèse finie, le rayon vecteur oscille et tend vers une limite. Si cette limite est finie, les oscillations doivent tendre vers zéro, la somme des produits de la force par les déplacements radiaux sera alors finie, comme une série absolument convergente. Ajoutons que le travail total des forces peut rester fini, même si le rayon devient infini, si la force tend convenablement vers zéro.

6. *Le rayon vecteur ne peut pas devenir nul.* Parce que nous avons vu que les distances périhélies croissent.

7. *Dans quels cas le rayon du cercle limite ne devient-il pas infini? Quel sera ce rayon?* En vertu des paragraphes 1 et 4, il est évident que *le rayon du cercle limite sera celui qui correspond au mouvement circulaire pour le potentiel somme des potentiels* U *et* V *de l'attraction et de la répulsion, comme si les forces étaient instantanées, et avec les conditions initiales qui sont fixées par la constante des aires.* La valeur numérique de ce rayon sera la racine attractive et positive p de l'équation en r

$$k^2 = r^3 \frac{\partial(V - U)}{\partial r}, \tag{1}$$

où k est la constante des aires. Il est facile de voir quand p peut devenir infini. L'équation (1) et celle des aires nous donnent de plus une loi qui généralise la troisième loi de Képler.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la polarisation de la lumière au bord du disque solaire.* Note de M. **Jean-Claude Pecker**, présentée par M. Bernard Lyot.

1. Dans deux Mémoires récents, B. Lyot [1] décrit un nouveau polarimètre et montre qu'au bord du Soleil, la fraction de lumière polarisée δ est comprise

[1] *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 25-28 et 137-140.

entre les valeurs

$$2.19^{-5} \quad \text{et} \quad 3{,}9.10^{-4}$$

sur une portion circulaire de 1′ de diamètre, centrée à 1′ du bord du disque solaire.

On sait que

$$\delta = \frac{I_r(0, \cos\theta) - I_l(0, \cos\theta)}{I_r(0, \cos\theta) + I_l(0, \sin\theta)}, \tag{1}$$

où θ est l'angle que font les rayons lumineux avec la normale à la photosphère, et I_l et I_r les intensités des composantes polarisées situées dans le plan passant par le point considéré du disque et le centre du Soleil, et dans le plan perpendiculaire.

Il est intéressant de se demander si cette polarisation est due de façon essentielle à la diffusion par les électrons libres chromosphériques ou à la diffusion par les électrons libres de la photosphère.

2. Or, on peut calculer la polarisation due à la diffusion Thompson par les électrons photosphériques en s'inspirant des méthodes antérieurement développées par S. Chandrasekhar [2]. Cet auteur calcule l'effet de polarisation dans le cas limite où le coefficient de diffusion σ est le seul agissant, le coefficient d'absorption ϰ étant nul. Ces calculs sont faits dans le cas du corps gris.

Si l'on suppose maintenant que

$$\lambda = \frac{\sigma}{\sigma + \varkappa} \neq 1, \tag{2}$$

les équations de transfert s'écrivent

$$\mu \frac{dI_l}{d\tau} = I_l - (1 - \lambda) B - \lambda \mathcal{J}_l, \tag{3}$$

$$\mu \frac{dI_r}{d\tau} = I_r - (1 - \lambda) B - \lambda \mathcal{J}_r, \tag{4}$$

où l'on a

$$\mu = \cos\theta,$$
$$d\tau = (\sigma + \varkappa) \rho \, dx.$$

B est la fonction de Planck, $\mathcal{J}_l$ et $\mathcal{J}_r$ sont des fonctions calculées par Chandrasekhar :

$$\mathcal{J}_l = \frac{3}{4} [2 (J_l - K_l) + \mu^2 (3 K_l - 2 J_l + J_r)], \tag{5}$$

$$\mathcal{J}_r = \frac{3}{4} [J_r + K_l], \tag{6}$$

où

$$J_q = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_q \, d\mu, \qquad K_q = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_q \mu^2 \, d\mu,$$

([2]) *Astrophys. J.*, **103**, 1946, p. 351-370.

suivant les notations classiques. La condition de conservation du flux impose

(7) $$B = \frac{1}{2}(J_r + J_l).$$

On peut alors résoudre les équations de transfert, exprimées au moyen des relations (5), (6), (7), par la méthode de Wick-Chandrasekhar.

3. La solution de $n^{\text{ième}}$ approximation fournie par cette méthode est finalement

(8) $$I_l(\tau, \mu) = \frac{3}{8}F\left[\tau + \mu + Q + \sum_1^{n-1} \frac{\alpha_p\mu^2 + \beta_p}{1 + \mu k_p} L_p e^{-k_p\tau} + \sum_1^n \frac{A_p\mu^2 + B_p}{1 + \mu K_p} M_p e^{-K_p\tau}\right],$$

(9) $$I_r(\tau, \mu) = \frac{3}{8}F\left[\tau + \mu + Q + \sum_1^{n-1} \frac{\gamma_p}{1 + \mu k_p} L_p e^{-k_p\tau} + \sum_1^n \frac{\Gamma_p}{1 + \mu K_p} M_p e^{-K_p\tau}\right],$$

où *a*. F est le flux total; *b*. D_m étant la fonction

(10) $$D_m = \sum_1^n \frac{2a_i\mu_i^m}{1 - \mu_i^2 k^2},$$

où les μ_i sont les n racines positives du polynome de Legendre d'ordre n et les a_i les poids correspondants, les k_p et K_p (³) sont les $n - 1$ racines non nulles de l'équation

(11) $$9\lambda\left[\frac{4}{3} - D_0 + D_2\right]\left[\frac{8}{3} - D_0 + D_2\right] - 16(\lambda - 1)(2 - D_0) = 0.$$

Si λ est voisin de 0 ou de 1, les k sont faciles à calculer en fonction de λ.

c. A_p, B_p, Γ_p et α_p, β_p, γ_p sont des coefficients calculables au moyen des relations

(12) $$\alpha = 9\lambda D_0\left(D_0 - D_2 - \frac{4}{3}\right), \qquad \beta = -\frac{\alpha}{k^2} + 8(\lambda - 1)D_0, \qquad \gamma = \alpha + \beta,$$

(13) $$I_l(\tau = 0, \mu = -\mu_i) = I_r(\tau = 0, \mu = -\mu_i) = 0.$$

4. Numériquement, dans le cas de la seconde approximation, et à condition de supposer λ petit (étoiles de type solaire), on a

$$\delta(0, \mu) = \frac{0{,}0875\,(1 - \mu^2)\,\lambda}{1{,}155 + 4{,}737\,\mu + 3{,}944\,\mu^2}.$$

Dans le cas du Soleil λ varie de $2{,}6.10^{-3}$ pour $\tau = 0$ à $6{,}4.10^{-3}$ pour $\tau = 3$. Nous supposerons λ constant et nous le prendrons égal à

$$\lambda \sim 3.10^{-3}.$$

Dans ce cas, pour

$$\mu = 0, \qquad \delta = 2{,}3.10^{-4},$$
$$\mu = 0{,}7, \qquad \delta = 2{,}1.10^{-5}$$

(³) Une notation différente pour les $(n-1)\,k_p$ et les $n\,K_p$, ainsi que pour les coefficients qui s'en déduisent, est légitimée par le fait que pour $\lambda = 0$, les K_p qui rendent D_m infini, n'ont pas de sens et doivent être rejetés.

(le point $\mu = 0,7$ est situé à 1′ du bord du disque). L'accord avec les résultats de M. B. Lyot est donc satisfaisant.

5. Il resterait à calculer l'influence de la chromosphère et à étendre la méthode, d'une part à une valeur quelconque de λ, comprise entre 0 et 1, d'autre part à des coefficients λ variables avec la profondeur optique. Ces études, actuellement en cours, feront l'objet de publications ultérieures.

CHALEUR. — *Sur la concordance des conditions d'étude théorique et expérimentale d'une combustion permanente avec dilution d'air élevée.* Note de M. **Lucien Reingold**, présentée par M. Gustave Ribaud.

1. J'ai montré, dans une Note précédente [1], que le rendement d'une combustion permanente avec dilution d'air élevée s'exprimait par une relation de la forme

$$\text{(I)} \qquad \eta_C = \theta_C - A(\theta_C - \theta_A),$$

où A est un paramètre dont il sera parlé ci-dessous :

θ_C = fraction de combustible efficace, c'est-à-dire fraction du combustible ayant subi, du fait de la réaction, une rupture entre atomes de carbone et atomes d'hydrogène;

θ_A = fraction d'air théorique effectivement utilisée lors de la combustion.

Le but de la présente Note est de montrer que les hypothèses admises pour le calcul théorique sont en accord avec les conditions expérimentales.

2. Le paramètre A de l'équation (I) est donné par la relation

$$\text{(II)} \qquad A = \frac{2}{1 + \frac{\nu}{2} + \beta\left(1 + \frac{\nu}{4}\right)} \cdot \frac{1 + \frac{\nu}{4}}{\xi + \frac{\nu}{2}} \cdot \frac{\xi Q_{CO} + \frac{\nu}{2} Q_{H^2}}{(Q_F)_0}.$$

Les notations sont celles utilisées dans la précédente Note :

ν et $(Q_F)_0$ caractérisent le combustible; β caractérise le comburant utilisé.

Pour un combustible et pour des conditions initiales de combustion données, A ne dépend de la combustion que par le facteur ξ, rapport des imbrûlés gazeux de carbone et d'hydrogène. J'ai admis dans ma Note précitée $\xi = 1$,

Voyons l'influence de la valeur de ξ : dans ce but, faisons varier sa valeur de 0,1 à 100, pour des valeurs de ν égales à 1 et à 2 qui couvrent les carburants industriels. Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus.

	ξ.	0,1.	1.	2.	5.	10.	50.	100.
A	$\nu = 1$..........	1,290	1,398	1,426	1,450	1,458	1,463	1,465
	$\nu = 2$..........	1,237	1,323	1,360	1,396	1,411	1,424	1,426

On constate, que pour un combustible, les différentes valeurs possibles de A

(1) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 322.

sont très voisines les unes des autres et que c'est pour $\xi = 1$ qu'on a sensiblement sa valeur moyenne. Ceci justifie l'hypothèse admise précédemment. En d'autres termes, cette discussion revient à dire qu'on peut admettre, pratiquement, que les valeurs de Q_{CO} et Q_{H_2} sont sensiblement égales. Ce qui explique l'influence négligeable de la valeur de ξ sur le résultat du calcul de η_c [2].

3. Les calculs théoriques effectués pour déterminer les valeurs des concentrations des divers constituants des gaz de combustion en fonction de θ_A et θ_C sont établis d'après la réaction de combustion fictive ci-dessous :

$$
\begin{aligned}
&C^n H^{\nu n} + n\left(1 + \frac{\nu}{4}\right)(1 + \alpha)(O_2 + \beta N_2) \\
&\quad = \theta_C n[(1 - k_{CO_2})CO_2 + k_{CO_2}CO] + \theta_C n \frac{\nu}{2}[(1 - k_{H_2O})H_2O + k_{H_2O}H_2] \\
&\qquad + n\left(1 + \frac{\nu}{4}\right)(1 - \theta_A + \alpha)O_2 + n\left(1 + \frac{\nu}{4}\right)(1 + \alpha)\beta N_2 + n(1 - \theta_C)[CH^\nu].
\end{aligned}
$$

Cette combustion fictive n'implique qu'une seule hypothèse : pas de dépôts de carbone. Elle correspond, d'ailleurs, aux nécessités de la technique. En ce qui concerne les imbrûlés (dernier terme du 2e membre), la formule $[CH^\nu]$ est purement symbolique ; ce terme signifie uniquement que l'on calcule les concentrations en faisant le *bilan du carbone*, exactement comme on opère expérimentalement, lors de l'analyse ; ainsi, il n'est besoin de faire aucune hypothèse autre que celle résultant de la manipulation elle-même, pour effectuer les calculs des concentrations en imbrûlés.

4. J'ai montré dans ce qui précède :

1° Que la valeur réelle du rapport $\xi = k_{CO_2}/k_{H_2O}$ n'influe pas sur les résultats de calcul de η_c ;

2° que la combustion fictive utilisée permet un calcul théorique faisant coïncider les hypothèses permettant de déterminer les valeurs des concentrations mesurées et calculées.

Dans ces conditions, la méthode proposée pour étudier les combustions par la détermination des coefficients θ_A et θ_C, est d'une précision exactement égale à celle des mesures expérimentales et permet de nouvelles possibilités, notamment pour l'étude des combustions figées et pour les recherches relatives aux dispositifs d'introduction d'air ou d'injection de combustibles.

---

[2] Cette discussion donne l'explication théorique d'une méthode expérimentale simplifiée d'étude des gaz d'échappement proposée et mise au point par le regretté Claude Bonnier.

ÉLECTRONIQUE. — *Variation du pouvoir émissif spectral des cathodes à oxydes en fonction de divers facteurs.* Note (*) de M. **Robert Champeix**, présentée par M. Camille Gutton.

I. Dans une précédente Note ([1]) nous indiquions l'intérêt présenté par une détermination précise du pouvoir émissif spectral des cathodes à oxydes, la connaissance de ce facteur permettant le calcul de la température vraie à partir de la température de brillance donnée par un pyromètre optique à disparition de filament. De plus, nous signalions avoir constaté, d'une cathode à oxydes à une autre, de fortes variations du pouvoir émissif spectral, variations dont nous ignorions les causes.

Nous avons effectué des mesures systématiques en mesurant le facteur de réflexion ρ_λ des cathodes, et en calculant le pouvoir émissif spectral ε_λ par application de la formule bien connue

$$\rho_\lambda + \varepsilon_\lambda = 1.$$

L'appareillage utilisé est un réflectomètre inspiré de celui décrit par Prescott et Morrison ([2]).

II. Résultats obtenus. — 1° *Influence de la température de la cathode et de l'épaisseur de la couche d'oxydes.* — Les oxydes utilisés sont un mélange d'oxydes de baryum et de strontium (normalement utilisés dans les tubes thermioniques), déposés par projection ou par électrophorèse sur un support de nickel préalablement nettoyé par décapage électrolytique.

1° *Nickel non badigeonné d'oxydes.*

	T = 300° K.	T = 1150° K.
Valeur moyenne de ε_λ sur 8 cathodes	0,24	0,44

2° *Cathodes badigeonnées au pistolet.* — Du fait de la rugosité de la couche, la mesure de l'épaisseur effectuée au micromètre optique n'avait pas une précision supérieure à $\pm 5\,\mu$. Cette incertitude rend compte de la dispersion des résultats obtenus. Les moyennes indiquées ont été établies, pour chaque essai, sur 4 ou 5 cathodes.

	Valeurs moyennes de ε_λ.	
Épaisseur (en μ).	T = 300° K.	T = 1000 à 1100° K.
30	0,27	0,27
45	0,18	0,21
65	0,2	0,2
85	0,09	0,07
105	0,09	0,09

(*) Séance du 12 avril 1948.

([1]) *Comptes rendus*, 17, 1947, p. 728.

([2]) *Rev. Scient. Inst.*, 1, 1939, p. 36.

3° *Cathodes badigeonnées par électrophorèse.*

Épaisseur (en μ).	Valeurs moyennes de ε_λ. T = 300° K.	T = 950 à 1050° K.
15	0,31	0,30
25	0,28	0,25
40	0,28	0,26
60	0,18	0,16
80	0,18	0,13

4° *Influence de l'activation* (³). — Les essais ont porté sur des cathodes dont la couche d'oxydes avait une épaisseur de 60 à 70 μ, valeur utilisée normalement dans les petits tubes thermioniques.

	Avant activation. T = 300° K.	T = 1000 à 1100° K.	Après activation. T = 300° K.	T = 1000 à 1100° K.
Valeurs moyennes de ε_λ sur 6 cathodes	0,19	0,26	0,18	0,23

III. *Conclusions.* — Des résultats ci-dessus nous pouvons faire les déductions suivantes :

1° Le pouvoir émissif spectral d'une cathode à oxydes décroît quand l'épaisseur de la couche croît : de 0,35 pour une couche mince, il peut descendre à 0,05 pour une couche épaisse.

2° Pour les épaisseurs normalement utilisées dans la fabrication des petits tubes thermioniques, à savoir 60 à 70 μ, on peut adopter une valeur moyenne de ε_λ de 0,2. Cependant, il ne faudra pas perdre de vue que d'un tube à l'autre, on peut trouver des valeurs de ε_λ comprises entre 0,1 et 0,3. Si donc on veut faire un calcul exact de la température, il est indispensable de faire une mesure précise de ε_λ sur chaque tube expérimental.

3° Le pouvoir émissif spectral du nickel augmente fortement en fonction de la température. Cette dernière influe peu, au contraire, sur le pouvoir émissif spectral des cathodes recouvertes d'oxydes.

4° L'activation semble n'avoir qu'une faible action sur la valeur du pouvoir émissif spectral.

OPTIQUE. — *Sur un invariant des calculs d'optique géométrique et d'optique physique.* Note (*) de M. **P. Michel Duffieux.**

A l'approximation de l'optique physique et du principe de Huyghens, la répartition de l'énergie dans l'image d'un point à travers un instrument

(³) L'activation d'une cathode à oxydes s'obtient en la portant à une température de 1400° K. environ et en lui faisant débiter un courant électronique de l'ordre de 100 mA par centimètre carré pendant plusieurs minutes.

(*) Séance du 12 avril 1948.

d'optique est donnée par le carré du module d'une fonction $G(u, v)$ représentant la distribution d'amplitude complexe dans la figure de diffraction ([1]). La répartition d'amplitude complexe dans la pupille de sortie est donnée par la transformée de Fourier de $G(u, v)$

$$F(x, y) = T[G(u, v)]. \tag{1}$$

A l'approximation de l'optique géométrique, la répartition de l'intensité est donnée par la densité, sur la surface u, v, des points d'impact des rayons lumineux. Pratiquement on fixe en chaque point de la surface x, y une densité de n rayons par unité de surface et l'on calcule, sur la base des lois élémentaires, les trajets et les points d'impact sur la surface u, v. Ce type de calcul sert à la définition classique des focales et des caustiques. Herzberger (de Rochester) a montré aux Colloques d'Opticiens de Paris, octobre 1946, de nombreux types d'images, à travers des objectifs doués d'aberrations, obtenus par ce procédé.

Ces deux répartitions (géométrique et physique) sont très différentes pour un même appareil et un même point objet. Les points d'impact des rayons se répartissent nécessairement sur un domaine limité et même restreint de la surface u, v, tandis que la figure de diffraction correspondante est étendue sur la totalité de cette même surface. Cependant, les moments d'éclairement que j'ai définis antérieurement sont communs aux deux répartitions ([2]).

Pour calculer les coordonnées ξ et η du point d'impact sur la surface u, v d'un rayon issu du point x, y de la pupille de sortie, il est commode d'utiliser un théorème bien connu de Mécanique ondulatoire : ce rayon est la trajectoire du centre de gravité de l'énergie. La direction du rayon passant par x, y est définie par la normale à la surface d'onde et, par conséquent, par un élément dx, dy de la fonction $F(x, y)$. Le rayon est la trajectoire du centre de gravité de l'énergie diffractée par cet élément.

J'ai donné déjà les calculs donnant les valeurs de ξ et η; je ne les poursuis ici que dans le cas de ξ. Si dw est l'énergie traversant l'élément dx, dy,

$$\xi = -\frac{1}{dw}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} F(x, y)\,\mathrm{conj}\,\frac{\partial F(x, y)}{\partial x}\,dx\,dy. \tag{2}$$

J'ai montré que le domaine d'intégration effectif se réduisait à l'*intérieur* de la surface dx, dy. On doit donc écrire :

$$\xi = -\frac{1}{dw} F(x, y)\,\mathrm{conj}\,\frac{\partial F(x, y)}{\partial x}\,dx\,dy. \tag{3}$$

Revenons au calcul d'optique géométrique. L'élément dx, dy contient dn rayons

$$dw = dn = |F(x, y)|^2\,dx\,dy. \tag{4}$$

([1]) *Ann. de Phys.*, 2, 1947, p. 102 et seq.

([2]) *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 846 et 911.

Pour calculer le moment d'éclairement des points d'impact des rayons, nous devons intégrer

$$(5) \qquad \zeta^2\, dn = \frac{\left|\mathrm{F}(x, y)\ \mathrm{conj}\,\dfrac{\partial \mathrm{F}(x, y)}{\partial x}\right|^2}{|\mathrm{F}(x, y)|^2}\, dx\, dy,$$

le numérateur du second membre étant, d'après (3), une quantité réelle. En substituant au carré de son module le produit de deux grandeurs conjuguées, le dénominateur de (5) disparaît. Finalement, pour la pupille entière

$$(6) \qquad \left\{\begin{aligned} \mathrm{M}_u &= \iint \zeta^2\, dn = \iint \left|\frac{\partial \mathrm{F}(x, y)}{\partial x}\right|^2 dx\, dy, \\ \mathrm{M}_v &= \iint \eta^2\, dn = \iint \left|\frac{\partial \mathrm{F}(x, y)}{\partial y}\right|^2 dx\, dy. \end{aligned}\right.$$

Les intégrales sur la surface x, y doivent être étendues seulement au *domaine intérieur* de la pupille de sortie, à l'exclusion de sa limite. Elles représentent les moments d'éclairement d'Optique Physique, c'est-à-dire les accroissements de moment d'inertie de l'énergie dus aux aberrations. Elles s'annulent en effet, en même temps que les intégrales des seconds membres, pour une pupille sans aberrations.

Les moments d'éclairement sont donc un invariant des calculs de distribution d'énergie dans les deux degrés d'approximation : géométrique et physique.

OPTIQUE. — *Sur la suppression du facteur de réflexion des substances absorbantes par recouvrement d'une ou deux couches minces transparentes.* Note de M. **Florin Abelès**, présentée par M. Jean Cabannes.

J'ai examiné dans une Note précédente [1] les possibilités d'augmenter le facteur de réflexion des substances absorbantes en les recouvrant d'une ou deux couches minces transparentes. Je me propose maintenant d'étudier un problème en quelque sorte inverse du précédent, à savoir la suppression du facteur de réflexion de ces substances. Les notations sont celles déjà employées [1]. Considérons d'abord le cas d'un support transparent. Pour annuler R_2 il suffira d'annuler ${}_2r$, ce qui conduit aux formules suivantes pour les épaisseurs des couches en fonction des paramètres caractérisant les divers milieux

$$\operatorname{tg}\beta_2 = \sqrt{-\frac{(r_3 - r)(r_3 + r')}{(r_3 + r)(r_3 - r')}}, \qquad \operatorname{tg}\beta_1 = \frac{r_3 - r'}{r - r_3}\,\frac{1 + r_1 r_2}{1 - r_1 r_2}\operatorname{tg}\beta_2,$$

formules valables quelle que soit l'incidence et pour une onde polarisée dans

(1) *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 733-734.

le plan d'incidence ou perpendiculairement à celui-ci. On a posé $\beta_i = \alpha_i/2$,

$$r = \frac{r_1 - r_2}{1 - r_1 r_2}, \qquad r' = \frac{r_1 + r_2}{1 + r_1 r_2}.$$

Donc r est le coefficient de réflexion sur une couche d'indice n_1 et d'épaisseur optique multiple impair de $\lambda/4$ déposée sur un support d'indice n_2, tandis que r' est le coefficient de réflexion sur la surface de séparation de deux milieux d'indices n_0 et n_2, ou, ce qui revient au même, sur une couche d'indice n_1 et d'épaisseur optique multiple entier de $\lambda/2$ déposée sur un support d'indice n_2.

Si le support est absorbant, il faudra, ainsi que nous l'avons montré, remplacer β_2 par $\beta_2 - \theta_3$, et r_3 par $|r_3|$.

Pour que l'on puisse annuler le facteur de réflexion du support avec une seule couche, il faut que $\beta_1 = 0$, c'est-à-dire que $|r_3| = r'$; en d'autres termes, il faut que les coefficients de réflexion aux deux intersurfaces soient égaux. Dans ce cas l'épaisseur optique de la couche doit être égale à un multiple impair de $\lambda/4$ augmenté du retard introduit par la réflexion métallique. Les couches minces transparentes que l'on sait déposer jusqu'à maintenant ont des indices de réfraction inférieurs à 2,5, ce qui, dans le cas de l'incidence normale, correspond à $r' \leqq 0,43$. On ne pourra donc annuler le facteur de réflexion de la plupart des métaux que pour une incidence très oblique.

Pour qu'il y ait des solutions avec deux couches, il faut que $\operatorname{tg}(\beta_2 - \theta_3)$ soit une quantité réelle. Ceci nous donne la condition

$$(|r_3|^2 - r^2)(|r_3|^2 - r'^2) \leqq 0,$$

donc $|r_3|^2$ doit être compris entre r^2 et r'^2.

Dans le cas de l'incidence normale,

$$r = \frac{n_0 n_2 - n_1^2}{n_0 n_2 + n_1^2}, \qquad r' = \frac{n_0 - n_2}{n_0 + n_2}, \qquad |r_3|^2 = \frac{(n_2 - \nu_3)^2 + \varkappa_3^2}{(n_2 + \nu_3)^2 + \varkappa_3^2}.$$

Si l'on pose $n_1^2 = N_1$, $n_2^2 = N_2$, on trouve qu'ils doivent vérifier l'inégalité

$$(1) \qquad [n_0(\nu_3^2 + \varkappa_3^2)N_1 - n_0^2 \nu_3 N_2 + n_0 N_1 N_2 - \nu_3 N_1^2][(\nu_3 - n_0)N_2 + n_0(n_0\nu_3 - \nu_3^2 - \varkappa_3^2)] \geqq 0.$$

Les points du plan $N_1 O N_2$ qui vérifient (1) sont compris dans des régions limitées par la droite

$$(D) \qquad N_2 = n_0 \frac{n_0 \nu_3 - \nu_3^2 - \varkappa_3^2}{n_0 - \nu_3} = c,$$

et par l'hyperbole

$$(H) \qquad \nu_3 N_1^2 - n_0 N_1 N_2 - n_0(\nu_3^2 + \varkappa_3^2) N_1 + n_0^2 \nu_3 N_2 = 0.$$

Celle-ci a pour asymptotes la verticale $N_1 = n_0 \nu_3$ et la droite

$$n_0 N_2 = \nu_3 N_1 - n_0 \varkappa_3^2.$$

La droite (D) coupe (H) aux points $N_1 = n_0^2$, et $N_1 = c$.

Avec ces données, on tracera rapidement les courbes (H) et (D). Sachant quelles sont les substances que l'on peut déposer en couche mince, c'est-à-dire les indices n_1 et n_2 dont on dispose, on verra facilement quelles sont les substances dont on peut annuler le facteur de réflexion. Ceci peut être intéressant pour la construction de filtres, de systèmes polarisants, ainsi que pour la détermination des paramètres des substances absorbantes.

Remarque. — Dans le cas où le support est transparent et en incidence normale, on retrouve les formules données par MM. P. King et L. B. Lockhardt (2). L'hyperbole dégénère alors en deux droites et la condition (1) devient la condition déjà signalée par M. P. Cotton (3).

OPTIQUE MOLÉCULAIRE. — *Spectres de Raman et structure du chlorure d'ammonium.* Note de Mlle **Lucienne Couture** et M. **Jean-Paul Mathieu**, présentée par M. Jean Cabannes.

La théorie de la polarisation des raies de Raman des monocristaux cubiques (1) ouvre un nouveau champ d'étude pour le chlorure d'ammonium, puisqu'elle permet de déterminer la symétrie des vibrations actives en effet Raman. Les spectres de ce cristal ont déjà été étudiés sur les poudres cristallines (2) ou sur les monocristaux, mais sans mesures du facteur de dépolarisation (3). Les résultats expérimentaux obtenus à température ordinaire sont donnés dans le tableau suivant.

$\Delta\nu$ en cm^{-1}...	88.	143.	170.	197.	1403.	1428.	1444.	1711.	1771.	1985.	2818.	3042.	3133.
Type.........	E	F	F	F	F	F	F	E	F	F	F	A(+F)	F
Intensité......	6,3	10	9,5	–	3,8	0,7	0,4	9,0	3,3	3,5	12	51	20
Aspect (*)....	d	d	d	d	f	f	f	f	b	b	d	d	d

(*) d = raie diffuse; f = raie fine; b = bande.

L'analyse au moyen des rayons X (4) a montré que les atomes Cl et N sont disposés comme les atomes Cl et Cs dans le cristal cubique de chlorure de césium (groupe O_h^1 — P m 3 m; symétrie propre des ions O_h — $4/m\,\bar{3}\,2/m$); mais on ne peut déterminer la place des quatre atomes H qui entourent chaque atome N.

D'autre part, l'existence d'un point de transition à — 30°C. a conduit

(2) *J. O. S. A.*, 36, 1946, p. 513.

(3) *Ann. de Phys.*, 2, 1947, p. 209.

(1) L. Couture et J.-P. Mathieu, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 902 et 1217.

(2) A. C. Menzies et H. R. Mills, *Proc. Royal Soc.*, A, 148, 1935, p. 407; F. T. Holmes, *Journ. Chem. Phys.*, 4, 1936, p. 88.

(3) R. S. Krishnan, *Proc. Indian Acad. Science*, A, 28, 1947, p. 432.

(4) R. W. G. Wyckoff, *Amer. Journ. of Science*, 54. 1922, p. 469.

Pauling (⁵) à l'hypothèse d'une rotation libre des ions NH_4 dans le cristal au-dessus de la température de transition.

L'étude des spectres de Raman de basse fréquence démontre que la symétrie propre des ions NH_4 n'est pas O_h (ions en rotation isotrope) ni même T_d (atomes H suivant les diagonales du cube). En effet, on ne devrait trouver, dans le premier cas aucune raie de basse fréquence, dans le second une seule. La symétrie des ions NH_4 doit donc être inférieure à T_d. Nous allons voir qu'elle peut être celle du groupe C_{3v}; cette dernière symétrie peut être produite, en particulier, par une rotation des ions NH_4 autour d'un des axes ternaires du cube, hypothèse déjà faite par E. Bauer [6].

Pour retrouver la symétrie cubique du cristal, on doit alors considérer une maille quadruple (groupe T_d^3 — I 43m) ou octuple (groupe O_h^1 — P m 3m). Le dénombrement des vibrations de basse fréquence actives est le suivant. Groupe T_d^3 : 1 vibration A_1, $2E$, $4F_2$; groupe O_h^1 : 1 vibration A_{1g}, $1E_g$, $2F_{2g}$. Nous excluons de ce dénombrement les vibrations des ions NH_4, car les intensités relatives des raies ne s'accordent pas avec l'hypothèse d'une telle origine.

Les vibrations internes des ions NH_4 donnent lieu, dans l'hypothèse d'une symétrie C_{3v} des ions, aux prévisions théoriques contenues dans le Tableau suivant, avec les attributions possibles pour les raies et les bandes de vibration.

Fréquences de l'ion libre.	1397 (ν_4).	1685 (ν_2).	3033 (ν_1).	3134 (ν_3).
Ion libre symétrie T_d.	F	E	A	F
Ion symétrie C_{3v}.	A E	E	A	A E
Couplage de 4 ions.	A F E FF	E FF	A F	A F E FF
Intensités relatives.	0 1 0 2	1 0	1 0	0 1 0 2
Fréquences.	1403 1428 1444	1711 1771 1985	3042	2818 3133
Types.	F F F	E F F	A(+F)	F F

On n'explique pas l'aspect des larges bandes 1771 et 1985 cm^{-1}. L'aspect des autres raies s'explique si l'on se rappelle que les vibrations de valence qui donnent des raies diffuses sont plus perturbées par les modifications du champ cristallin que les vibrations de déformation qui donnent des raies fines dans le spectre. Nous pensons que la décomposition de la vibration triplement dégénérée de valence ν_3 fournit les deux fréquences 2818 et 3133 cm^{-1}, l'une inchangée, l'autre très abaissée. Il doit en être ainsi dans l'hypothèse d'une diminution de la force de la liaison unissant à l'atome N l'atome H situé sur l'axe ternaire, cette diminution pouvant provenir de l'attraction par l'ion Cl voisin.

En conclusion, l'hypothèse d'une symétrie C_{3v} des ions NH_4 dans le chlorure d'ammonium, qui peut s'expliquer par une rotation de ces ions autour d'un

---

(⁵) *Physical Review*, 36, 1930, p. 430.

(⁶) *Cahiers de Physique*, n° 21, 1944, p. 37.

axe ternaire, rend compte des principaux faits observés dans les spectres de diffusion à la température ordinaire. Le groupe spatial du cristal serait alors O_h^1 de préférence à T_d^3, puisqu'on n'observe pas de piézoélectricité ([7]).

EFFET RAMAN. — *Oscillations internes de l'ion* SO_4 *dans un cristal d'Epsomite* (SO_4Mg, $7H_2O$). Note (*) de MM. **Charles Bouhet** et **Robert Lafont**, présentée par M. Jean Cabannes.

Le sulfate de magnésium (orthorhombique groupe D_2) contient quatre ions SO_4 par maille, de symétrie propre C_1. L'un des plans de symétrie du tétraèdre SO_4 coïncide cependant, comme dans la barytine, avec le plan XZ qui est ainsi plan de pseudo-symétrie de l'ion dans le cristal (OX : n_g, OY : n_p, OZ : n_m); l'axe binaire du tétraèdre contenu dans ce plan fait un angle $\alpha = 35°$ avec l'axe OZ. L'ion SO_4 libre a la symétrie T_d et possède quatre fréquences propres : $\nu_1 = 980\ \text{cm}^{-1}$ (simple totalement symétrique), $\nu_2 = 458\ \text{cm}^{-1}$ (doublement dégénérée), $\nu_3 = 615\ \text{cm}^{-1}$ et $\nu_4 = 1105\ \text{cm}^{-1}$ (triplement dégénérées). L'abaissement de symétrie de l'ion dans le cristal doit se traduire par une cessation des dégénérescences, chaque oscillation simple de l'ion donnant par couplage quatre oscillations d'ensemble du cristal, de types A_1, B_1, B_2, B_3 ([1]), toutes actives en effet Raman.

Les intensités relatives des raies d'un même ensemble peuvent être calculées en première approximation en admettant que les variations de la polarisabilité de l'ion dans le cristal sont sensiblement les mêmes que dans l'ion libre. Les coefficients des teneurs relatifs aux diverses oscillations simples seront par suite les mêmes que pour les sulfates holoèdres, l'abaissement de symétrie de l'ion se traduisant par l'apparition de coefficients non nuls mais petits, à la place de certains coefficients nuls de ces tenseurs. La théorie permet de prévoir un nombre de raies double, pour chaque ensemble, de celui prévu pour les sulfates holoèdres. De plus, par suite de la position symétrique du tétraèdre SO_4 par rapport au plan XZ, le calcul des intensités des raies *fortes* A_1, B_1, B_2 ou B_3 conduit à des formules identiques à celles ([2]) donnant des intensités des raies A_{1g}, B_{1g}, B_{2g} ou B_{3g} des sulfates holoèdres.

L'étude expérimentale de l'effet Raman de l'epsomite a été faite dans les six cas d'observation possibles ([1]). Les résultats sont donnés dans le tableau ci-après ([3]) :

([7]) A. Hettich, *Zeits. Physik. Chemie*, A, 168, 1934, p. 353.

(*) Séance du 5 avril 1948.

([1]) Placzek, *Handbuch der Radiologie*, 6, 1934, p. 293, et J.-P. Mathieu, *Spectres de vibration et Symétrie*, Paris, 1945, p. 323.

([2]) L. Couture, *Ann. de Phys.*, 2, 1947, tableau XXIX, p. 80.

([3]) Dans le cas 3, les indications H et V correspondent à des clichés en lumière incidente polarisée horizontale ou verticale.

Fréquences en cm^{-1}.	moy.	Intensités relatives par ensemble cas 1-3.	2-4.	5-6.	Polarisation cas 1.	2.	3. H	3. V	4.	5.	6.	Type.	
445	1,8				0	0		∞	∞	∞	∞	B_1	
447	1,2				∞	∞	0		∞	0	∞	B_3	
450		1	0	F	0	–		0	–	0	0	A_1	
460	2,1				∞	∞	∞		0	∞	0	B_2	E_2
461	*f*				–	–		∞	–	–	–	B_1	
474	*f*				–	–	0		–	0	–	B_3	
612		> 1	1,2	*m*	0	0		0	0	0	0	A_1	
614	*f*				∞	∞	∞		0	∞	–	B_2	
617	F				∞	∞	0		∞	0	∞	B_3	
619	0,8				–	0		∞	∞	∞	∞	B_1	E_3
633	*f*				–	0		∞	–	∞	–	B_1	
641	*f*				∞	∞	∞		0	∞	–	B_2	
986		FF	FF	FF	0	0		0	0	0	0	A_1	E_1
1064	{ 1				{ ∞	∞	0		∞ }	0	{ ∞	B_3	
	{ m	0	2,5	F	{ –	0		–	0 }		{ 0	A_1	
1075	m				–			–		∞	–	B?	
1095	*f* {	0	1	F	0	∞		–	∞ }	0	0	{ ?	E_4
1098		0	1	F	–	0		–	0 }			{ A_1	
1118	0,8				∞	–	∞		–	–	–	B_2	
1135		1,5	*ff*	–	0	–		0	0	–	–	A_1	
1148	> 1				–	0		∞	∞	∞	∞	B_1	
1160	*f*				∞	∞	0		∞	–	–	B_3	

Ensemble E_1. — La théorie prévoit une raie forte du type A_1 et trois raies faibles de types B_1, B_2 et B_3. En fait, seule la raie A_1 intense, totalement symétrique, de fréquence 986 cm^{-1} apparaît.

Ensemble E_2. — La théorie prévoit quatre raies fortes : A_1 et B_2 venant de l'oscillation de l'ion pseudo-symétrique par rapport à XZ, B_1 et B_3 venant de celles peudo-antisymétriques par rapport à ce plan; les intensités de ces raies concordent assez bien avec les intensités calculées

Type de la raie......	A_1 450 cm^{-1}			B_1 445 cm^{-1}	B_2 460 cm^{-1}	B_3 447 cm^{-1}
Cas.	1-3	2-4	5-6			
Intensités calculées...	1	0,0001	1,02	2,01	1,98	0,99
Valeurs observées.....	1	0	F	1,8	2,1	1,2

L'accord remarquable entre la valeur calculée pour la raie A_1 450 cm^{-1} dans les cas 2 et 4 et celle observée, confirme la valeur $\alpha = 35^{\circ}$ donnée par l'étude aux rayons X. On observe trois des raies faibles sur les quatre prévues.

Ensembles E_3 *et* E_4. — Les résultats sont moins sûrs. Notons cependant la présence de neuf raies sûres (sur douze prévues) dans l'ensemble E_4 (certaines

raies très faibles apparaissent sur certains clichés relatifs à cet ensemble, mais ne sont pas assez sûres pour que l'on puisse en tirer des conclusions). La valeur nulle de l'intensité observée dans les cas 1 et 3 pour la raie A_1 1064 cm^{-1} conduirait pour θ (angle déterminant la façon dont cesse la dégénérescence) à la valeur 0 ou $\pi/2$, sans que nous puissions lever cette indétermination pour l'instant.

ÉLECTROLUMINESCENCE. — *Sur l'intensité du rayonnement émis par la décharge d'un condensateur dans des tubes à krypton ou à xénon.* Note de MM. **Marcel Laporte**, **Roger Legros** et **Jean Roux**, présentée par M. Jean Cabannes.

Il a été établi, il y a plus de dix ans, par l'un de nous [1], que la décharge d'un condensateur dans un gaz rare, plus spécialement dans le krypton ou le xénon, donne naissance à l'émission d'un rayonnement qui donne lieu à un spectre continu intense dans le visible et l'ultraviolet.

La répartition d'énergie dans le fond continu, la disparition plus ou moins complète de radiations monochromatiques superposées, la durée et l'intensité des éclairs dépendent des conditions expérimentales.

Si la production d'un rayonnement ne présentant à peu près exclusivement que du fond continu est particulièrement intéressante du point de vue théorique, il n'en est pas de même pour de nombreuses applications où il n'est besoin que d'obtenir des éclairs très brefs et aussi intenses que possible.

Il a été montré antérieurement [2] que la durée des éclairs croît avec la capacité, d'abord rapidement, puis suivant une loi linéaire, de telle sorte que si l'on désire obtenir des durées d'éclairs inférieures par exemple à 10^{-4} s, il est nécessaire de se limiter à des capacités inférieures à quelques microfarads.

Cette Note a pour but d'indiquer comment l'énergie du rayonnement dépend de la pression du gaz, de la capacité et de la tension de charge du condensateur.

Le circuit utilisé comporte un transformateur dont le primaire est alimenté sur le secteur à travers un rhéostat ou une self réglable.

Une des extrémités du secondaire est réunie au sol; l'autre est réunie à l'anode d'un redresseur à gaz, (phanotron), dont la cathode est reliée à l'une des armatures, A, du condensateur; A est également réunie à l'anode d'un thyratron dont la cathode est au sol; la seconde armature, B, est réunie d'une part à l'extrémité d'une self à fer de 100 mH et à l'une des électrodes du tube à décharge; enfin, la seconde extrémité de la self et la deuxième électrode du tube sont reliées au sol. La grille du thyratron est polarisée par une batterie d'accus dont un pôle est au sol; cette polarisation permet de charger le con-

---

(1) M. Laporte, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1341; *J. Phys.*, IX, 1938, p. 228.
(2) M. Laporte et P. Corda, *J. Phys.*, VIII, 1937, p. 233.

densateur sous une tension supérieure à la tension d'allumage du tube; la commande de la décharge se fait à l'instant choisi en supprimant à cet instant la polarisation de grille.

Pour étudier l'influence de la capacité et de la tension de charge du condensateur ou celle de la pression du gaz sur l'énergie du rayonnement, on forme l'image d'un segment de tube par un condenseur à court foyer sur une pile thermoélectrique reliée à un galvanomètre.

La paroi du tube (pyrex) et l'Optique du condensateur absorbant l'ultraviolet, les déviations du spot du galvanomètre sont proportionnelles à la somme des énergies du rayonnement émis par l'éclair dans le visible et l'infrarouge.

L'interposition d'un filtre arrêtant le visible permet de déterminer la proportion du visible à l'infrarouge.

Les résultats obtenus sont les suivants :

1° Le rapport de l'énergie rayonnée dans l'infrarouge (non tenu compte de la fraction de ce rayonnement qui est absorbée dans le filtre) à l'énergie rayonnée dans le visible est sensiblement constant, égal à 1/4.

Nous signalons que cette proportion élevée permet d'envisager l'emploi de telles décharges comme sources instantanées d'infrarouge.

2° L'énergie du rayonnement est sensiblement proportionnelle à la capacité du condensateur et au carré de sa tension de charge, c'est-à-dire à l'énergie dépensée dans la décharge.

3° L'énergie du rayonnement émis par un tube de 8^{mm} de diamètre intérieur, chargé en krypton ou en xénon, croît avec la pression, d'abord assez rapidement, puis passe par un maximum étalé pour des pressions de l'ordre de 35^{mm} de mercure (par raison d'économie du gaz rare, nous n'avons dépassé que de quelques millimètres cette pression optima).

4° Le maximum obtenu avec le xénon est les 3/2 de celui obtenu avec le krypton, ce qui précise l'avantage de l'emploi du xénon.

5° Nous référant à des mesures antérieures, on peut évaluer que l'efficacité lumineuse dans le xénon, pour un tube de 8^{mm} de diamètre, chargé sous une pression de 35^{mm}, est très élevée, de l'ordre de 40 lumens/watt.

On en déduit que dans un éclair, d'une durée de 10^{-4} s, qui met en jeu une énergie de 100 joules (par exemple 8 μF sous 5000 volts), la puissance et le flux moyens (moyenne rapportée à la durée de l'éclair), atteignent respectivement les valeurs de 1000 kW et de 40 millions de lumens.

Ces valeurs élevées permettent d'envisager un très grand nombre d'applications, tant scientifiques que techniques, de ces sources de lumière.

L'ensemble de ces résultats a été établi pour des capacités comprises entre 1/2 et 10 μF et des tensions entre 1500 et 6000 volts.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la distribution des périodes et des énergies maxima des radioéléments* β. Note (*) de M. **Maurice-E. Nahmias**, présentée par M. Frédéric Joliot.

J'ai déjà eu l'occasion de signaler que le nombre de radioéléments β ayant des périodes T comprises entre x et $x + dx$, où $x = \log T$ présente un maximum pour $x = 3{,}5$.

J'avais d'abord utilisé ([1]) les valeurs des périodes de 220 radioéléments connus en 1937, puis celles des 412 radioéléments connues ([2]) en 1945 ([3]). On aurait pu penser que les difficultés inhérentes aux mesures des périodes très courtes ou très longues étaient responsables, en grande partie, d'une telle distribution gaussienne dont le maximum correspondait à des laps de temps facilement mesurables. Les travaux publiés ([4]) aux États-Unis concernant les radioéléments de fission obtenus avec les piles atomiques ont précisé les valeurs de près de 200 périodes déjà connues (du Zn au Gd) et mentionnent plus d'une cinquantaine de nouveaux radioéléments. La courbe de la figure 1 montre la distribution des périodes actuellement connues.

Il y a deux interprétations possibles d'une telle distribution : les droites de Sargent ([5]) ont une signification physique simple où ces droites ont tellement de *satellites* qu'elles empiètent ([6]) et forment un *domaine*.

Dans le premier cas le calcul montre (la figure 2 illustre ces calculs) que pour concilier l'existence des droites de Sargent avec la distribution de la figure 1, il faut admettre que les valeurs de x, correspondant aux maxima respectifs des distributions pour les trois degrés de transition, sont identiques. Dans cette hypothèse nous voyons que pour $x_m = 4$ les courbes de la figure 2 donnent, pour les valeurs de l'énergie d'excitation du noyau au delà de laquelle $n = 0$, respectivement : 1,7; 5 et 12 MeV (traits en pointillé). En portant $x = 4$ dans les équations des trois droites de Sargent, on obtient les valeurs les plus fréquentes de E; respectivement : 1; 2,9 et 8,3 MeV, en désaccord avec les résultats expérimentaux déjà assez nombreux (*fig.* 4). On peut expliquer la distribution de la figure 1 de la façon suivante. La figure 3 montre que l'on peut faire passer d'innombrables droites par les points expérimentaux relatifs à près de 300 E_{max} actuellement connues. On voit que la droite *moyenne* $\log E = 1{,}30 - 0{,}21 \log T$ passe convenablement au travers de ce *domaine* de

(*) Séance du 22 mars 1948.

([1]) M. E. Nahmias, *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 666.

([2]) G. T. Seaborg, *Rev. of Mod. Phys.*, 16, 1944, p. 1.

([3]) M. E. Nahmias, *Journ. de Phys. et Ra.*, 9, 1946, p. 266.

([4]) *Plutonium Project. Rev. of Mod. Phys.*, 18, 1946, p. 513.

([5]) B. W. Sargent, *Proc. Roy. Soc.*, 39, 1943, p. 659.

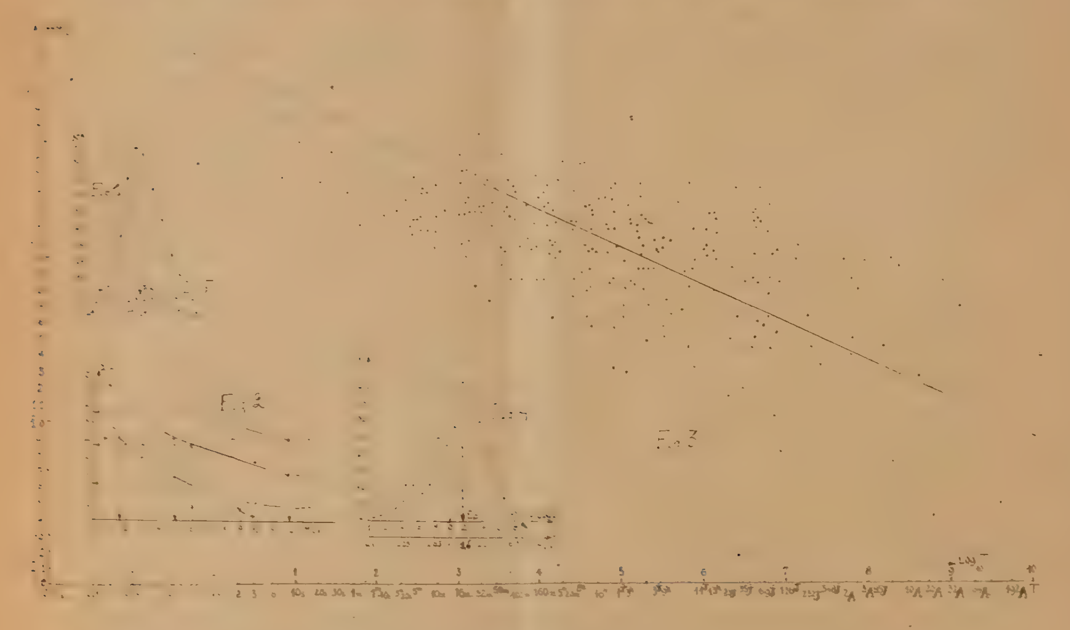
([6]) E. J. Konopinski, *Rev. of Mod. Phys.*, 15, 1943, p. 209.

points. Cette droite donne $T \simeq E^{-4,5}$, en accord avec la théorie de Fermi ([7]).

Constatons également que la distribution de la figure 4 montre *un seul maximum* et une E maximum la plus probable

$$E_p = 1,6 \text{ MeV} + m_0c^2 = 2,1 \text{ MeV}.$$

Rappelons enfin que la théorie de Bohr et Wheeler ([8]) prévoit d'autres émissions pour concurrencer l'émission β lorsque les énergies d'excitation dispo-



1. Distribution des périodes mesurées de 450 radioéléments β, y compris les radioéléments de fission (1947). — 2. Les ordonnées représentent les log des périodes qui correspondraient aux maxima de distributions théoriques, prévisibles avec les 3 droites de Sargent, et avec des valeurs hypothétiques X, de l'énergie maximum E, pour lesquelles la distribution statistique de E tend brusquement vers zéro. — 3. log E en fonction de log T. L'énergie est mesurée en MeV et les périodes exprimées en secondes dans log T. La droite « moyenne » a pour expression

$$\log E = 1,30 - 0,21 \log T.$$

Cette figure est établie avec les E connues pour 300 radioéléments (décembre 1947). — 4. Distribution des énergies maxima de 300 radioéléments β.

nibles sont supérieures à 6 MeV. Si nous admettons donc $n = 0$ pour $E \geq 6$ MeV, la courbe L = 1, seule de la figure 2, nous donne un x_m compris entre 3 et 4 comme l'exige la distribution observée (*fig.* 1). Nous calculons en outre que pour $x_m = 3,6$, et pour cette droite moyenne, on doit s'attendre à une énergie maximum la plus probable $E_p = 3,5$ MeV. On peut donc prévoir que les

---

([7]) E. Fermi, *Zeits. f. Phys.*, 88, 1934, p. 173.

([8]) N. Bohr et Wheeler, *Phys. Rev.*, 56, 1939, p. 427.

150 énergies maxima qui restent à déterminer, ainsi que la révision de celles déjà connues, auront pour effet de déplacer le maximum de la distribution de la figure 4 vers E = 3 MeV.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Contribution par la méthode des coïncidences à l'étude du schéma de désintégration de* ^{198}Au. Note (*) de M. **Gérard-André Renard**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Divers auteurs ([1-6]) ont proposé différents schémas de désintégration du nuclide ^{198}Au; ces schémas peuvent se ramener à quatre types (*fig*. 1, *a*, *b*, *c*, *d*). En vue de choisir entre ces différents types, nous avons effectué les expériences ci-dessous

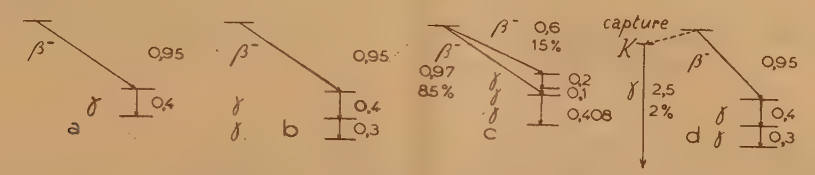


Fig. 1 *a*, *b*, *c*, *d*. — *a*, Siegbahn, (1947); *b*, Norling, (1941), Wiedenbeck et Chu (1947); *c*, Lévy et Greuling (1948); *d*, Sizoo et Eykman, (1939), Jnanananda, (1946). Les énergies sont exprimées en MeV., les intensités en pour cent.

Diverses feuilles d'or d'épaisseur 20, 10 et 0,5 μ irradiées pendant des temps très différents, soit par des deutons, soit par des neutrons lents, montrent une activité décroissant avec une période pure de (66 ± 0,5 h.) due à ^{198}Au. La courbe d'absorption dans le Pb et l'Al des rayons γ émis, montre un rayonnement complexe, d'une énergie moyenne voisine de 0,35 MeV. L'étude de l'absorption du rayonnement β dans l'Al avec un compteur d'Al de 0^{mm},1 d'épaisseur donne un parcours maximum de (0,95 ± 0,03) MeV. L'étude du spectre avec un compteur sans paroi (*fig*. 2) montre une composante dont on peut estimer l'intensité à (5 ± 1)% de celle du spectre de 0,95 MeV, et dont l'énergie maximum correspond à (70 ± 7) keV. Cette composante peut provenir soit d'un spectre partiel, soit d'une raie électronique. La courbe d'absorption ne montre pas de discontinuité en dehors de cette composante. Nous avons effectué des coïncidences β — γ : le rapport du nombre de coïncidences β — γ

(*) Séance du 12 avril 1948.

(1) G. J. Sizoo et C. Eÿkman, *Physica*, 6, 1939, p. 332.

(2) F. Norling, *Ark. f. Math. o. Fys.*, 27 A 1941.

(3) S. Jnanananda, *Phys. Rev.*, 70, 1946, p. 812.

(4) K. Siegbahn, *Proc. Roy. Soc.*, 189, 1947, p. 527.

(5) M. L. Wiedenbeck et K. Y. Chu, *Phys. Rev.*, 72, 1947, p. 1164-1171.

(6) P. W. Lévy et E. Greuling, *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 83.

au nombre de β est constant en fonction de l'absorption dans le compteur β de $0^{mm},1$ d'Al (*fig.* 3); mais la précision des mesures ne permet d'affirmer qu'à 10 % près que le spectre est simple. D'autre part des coïncidences γ — γ ont été

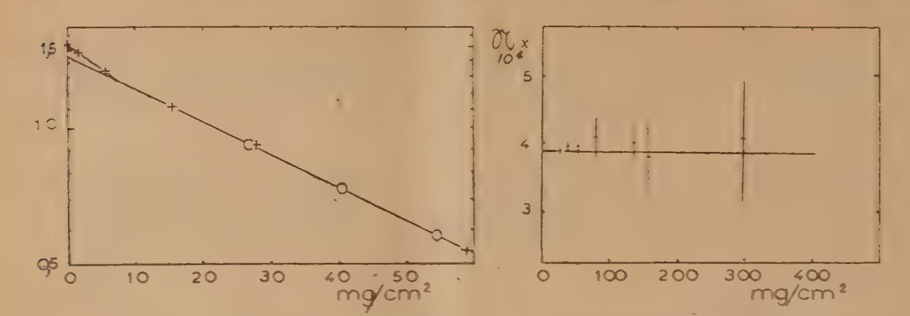


Fig. 2. — Absorption du rayonnement β dans l'Al; ordonnées : activité en unités arbitraires.

Fig. 3. — Rapport $\mathcal{R} = N_{\beta-\gamma}/N_\beta$ en fonction de l'absorption dans l'Al.

obtenues. D'après les courbes d'efficacité des compteurs en fonction de l'énergie des rayons γ ([7-9]), l'estimation du rapport du nombre de coïncidences γ — γ au nombre de rayons γ donne, dans les cas 1 *a*, 1 *b*, 1 *c*, respectivement : 0; $(0,4 \pm 0,2)10^{-3}$; $(0,1 \pm 0,7)10^{-3}$; dans le cas 1 *d*, en admettant que l'intensité de la raie de 2,5 MeV est de l'ordre de 2 % de celle de la raie de 0,4 MeV, on obtient une valeur voisine de $0,4\ 10^{-3}$, ce qui infirme les schémas 1 *a* et 1 *c*.

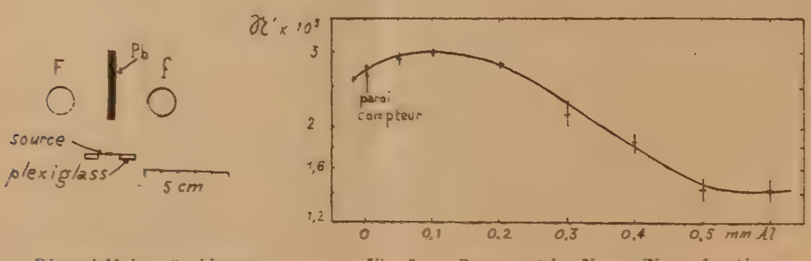


Fig. 4. — Dispositif de coïncidences β — électrons de conversion.

Fig. 5. — Rapport $\mathcal{R}' = N_{\beta-e^-}/N_\beta$ en fonction de l'absorption dans l'Al.

Nous avons également cherché si les rayons γ émis étaient convertis; s'il en est ainsi, les électrons seront en coïncidences avec les négatons du spectre, et le rapport coïncidences $\beta - e^-$ par β doit varier avec l'absorption. Nous avons utilisé deux compteurs à rayons β à fenêtre de 19μ d'Al, et obtenu la courbe

(7) H. Maier-Leibnitz, *Z. Naturforschg*, **1**, 1946, p. 243.

(8) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk et P. Scherrer, *Helv. Phys. Acta.*, **19**, 1946, p. 77.

(9) N. Marty, *J. Phys. et Rad.*, **26**, 1945, p. 29.

représentée figure 5. Dans le cas du schéma du type 1 *c*, et en admettant une distribution isotrope des β et des électrons de conversion, nous avons :

$$N_{\beta_1} = N\omega_1(a_{\beta_1} + x a_{e_1}); \qquad N_{\beta_2} = N\omega_2(a_{\beta_2} + x a_{e_2^-}); \qquad N_{\beta,e^-} = N\omega_1\omega_2(a_{\beta_1} x a_{e_2^-} + a_{\beta_2} x a_{e_1^-});$$

où N est le nombre de désintégrations, N_{β_1}, N_{β_2}, ceux des décharges dans les compteurs 1 et 2, et N_{β,e^-} le nombre de coïncidences, ω_1, ω_2, les angles solides effectifs des compteurs, x le coefficient de conversion interne, a_{β_1}, a_{β_2}, $a_{e_1^-}$, $a_{e_2^-}$, les facteurs de transmission par les parois des compteurs, des négatons du spectre et de la raie électronique. La valeur des rapports $N_{\beta,e_2^-}/N_{\beta_2}$ prise, d'une part en extrapolant jusqu'à l'absorption zéro ($a_{\beta_2} = a_{e_2} = 1$), et prise lorsque la raie de conversion est absorbée ($a_{e_2^-} = 0$), permet d'obtenir $x = (5 \pm 2)\%$. La figure 5 montre que la raie électronique d'énergie $(0,4 \pm 0,1)$ MeV, provient de la conversion du γ de 0,4 MeV.

En conclusion, seul le schéma 1 *b* est possible, compte tenu de la capture K possible du schéma 1 *d*, que nous nous proposons de vérifier.

RAYONS COSMIQUES. — *Sur la masse des particules de la composante pénétrante du rayonnement cosmique.* Note (*) de MM. **Charles Peyrou**, **Michel Lhéritier** et **André Lagarrigue**.

Nous avons décrit dans une Note précédente [1] une expérience effectuée dans le champ magnétique de L'Argentière-la-Bessée, à 1000^{m} d'altitude, pour mesurer la masse du méson du rayonnement cosmique. Le dépouillement ultérieur des clichés permet de préciser les résultats.

Le dispositif de compteurs était tel que la chambre de Wilson était déclenchée par toutes les particules qui, passant dans la chambre, pouvaient encore traverser 4^{cm},6 de Pb. Un dernier ensemble de compteurs permettait d'identifier, parmi ces particules, celles qui s'arrêtaient dans une deuxième plaque de plomb de 4^{cm} (ces chiffres sont corrigés pour tenir compte des parois des compteurs). L'impulsion de ces particules, dont le parcours est compris entre 4^{cm},6 et 8^{cm},6 de Pb, doit être comprise entre deux limites données par la relation impulsion-parcours. Ces limites dépendent de la masse des particules.

Les résultats sont représentés dans deux figures correspondant à deux expériences. On a fait figurer les impulsions, mesurées par la courbure magnétique avec l'erreur probable calculée en tenant compte du scattering multiple dans l'argon de la chambre. Les particules arrêtées et non arrêtées sont notées différemment. Au delà de 270 MeV, il n'y a plus que des particules non arrêtées. On a fait figurer également les limites théoriques du domaine des

(*) Séance du 5 avril 1948.

(1) Michel Lhéritier, Charles Peyrou et André Lagarrigue, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 1304-1306.

particules arrêtées dans l'hypothèse de masses 210 et 300. La figure 1 est relative à une expérience faite avec 72^{cm} de Pb au-dessus de la chambre. Sur 3300 clichés de rayons cosmiques, on a enregistré 30 particules arrêtées, parmi lesquelles 12 ayant une impulsion supérieure à 230 MeV et allant

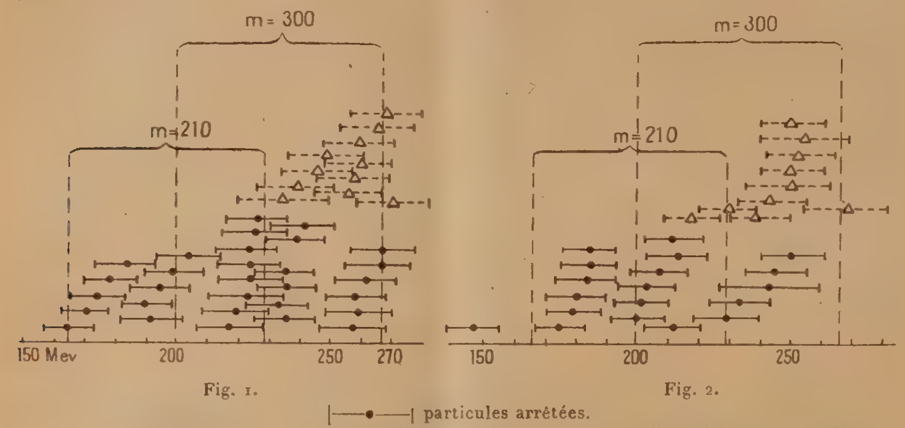


Fig. 1. Fig. 2.

|——•——| particules arrêtées.
|--△--| particules non arrêtées (les particules non arrêtées d'impulsion > 270 MeV ne sont pas représentées).

jusqu'à 270 MeV; dans ce même intervalle d'impulsion, 11 particules ont été enregistrées comme non arrêtées. Nous avons déjà émis l'hypothèse que ceci pourrait s'interpréter par la présence de deux mésons de masses différentes, dont les masses seraient respectivement voisines de 200 et 300 fois la masse de l'électron [2].

La figure 2 se rapporte à une expérience faite exactement dans les mêmes conditions du point de vue appareillage, mais le filtre de Pb au-dessus de la chambre était seulement de 27^{cm}. Sur 2200 clichés, 18 rayons ont été enregistrés comme arrêtés, parmi lesquels seulement 4 ont une impulsion supérieure à 230 MeV sans dépasser jamais 250 MeV. Dix particules non arrêtées ont été enregistrées avec une impulsion inférieure à 270 MeV. Ce résultat est en accord avec ce qu'on doit attendre si l'on admet la présence, conformément aux résultats de Lattes, Muirhead, Occhialini et Powell [2], de deux mésons dont le lourd engendre le léger par décomposition radioactive. Le fait d'étudier des mésons moins énergiques (600 MeV au-dessus du Pb de filtrage au lieu de 1300), déplace la proportion en faveur du méson léger.

Il n'est pas complètement exclu que la variation constatée puisse être le résultat d'une fluctuation statistique (environ une chance sur 10). Cet argument en faveur de la présence de mésons lourds (ou π) à 1000^{m} parmi les mésons de

(2) C. M. Lattes, H. Muirhead, B. P. S. Occhialini et C. F. Powell, *Nature*, 159, 1947, p. 694.

plus de 1000 MeV, quoique très important, ne peut être considéré comme définitif. Cette présence de mésons π exigerait une vie moyenne nettement plus grande que les 10^{-8} secondes généralement admises.

On peut obtenir la valeur des masses en comparant les limites expérimentales du domaine d'impulsion des particules arrêtées avec les limites théoriques déduites de la relation impulsion-parcours. D'après la figure on prendra $m = 210$ unité de masse pour le méson léger et $m = 300$ pour le méson lourd. Si l'on admet sur les limites expérimentales une erreur de ± 10 MeV, l'erreur probable sur la masse sera de ± 20 unités de masse. Si l'on adopte, au contraire, l'hypothèse que tous les résultats sont dus à des fluctuations dans la mesure d'une masse unique, on sera conduit à lui donner une masse 250, nettement divergente de celle obtenue par Fretter ([3]).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Piles à hydrogène empruntant leur énergie au milieu ambiant.* Note (*) de M. **Vasilesco Karpen**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons décrit précédemment ([1]) une pile électrique dont les électrodes sont l'une une feuille de platine platiné noir, l'autre une feuille de platine poli et l'électrolyte de l'eau en contact avec l'atmosphère. La force électromotrice, d'environ 0,25 volt, le platine platiné étant positif, varie peu avec la pression de l'air. Cette pile est une pile de concentration à oxygène, la concentration de ce gaz étant plus forte à la surface du platine platiné qui attire les molécules d'oxygène plus que ne le fait le platine poli.

Il était naturel de penser que si l'on remplaçait l'oxygène par l'hydrogène, on obtiendrait une pile de concentration à hydrogène, *le platine platiné devant être cette fois négatif*. Cependant la force électromotrice des piles de cette sorte à différents électrolytes, et des pressions d'hydrogène comprises entre 1/4 et 3/4 d'atmosphère était nulle ou insignifiante. Aussitôt après l'introduction de l'hydrogène et le scellement de l'ampoule contenant la pile, la force électromotrice s'élève bien, et atteint assez rapidement 0,7 volt; mais elle baisse ensuite graduellement et s'annule au bout de quelques jours.

Si pourtant, la pression d'hydrogène descend au-dessous de 1/20e d'atmosphère, la valeur finale de la force électromotrice augmente à mesure que la pression diminue, atteignant 0,16 volt pour une pression d'environ 3^{cm} d'eau (3/1000e d'atmosphère). On obtient les mêmes résultats si l'on remplace le platine par l'or ou le mercure.

La valeur élevée de la force électromotrice, aussitôt après l'introduction de

---

([3]) *Phys. Rev.*, **70**, 1946, p. 625.

(*) Séance du 12 avril 1948.

([1]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 228.

l'hydrogène, vient du fait qu'il n'est guère possible de débarrasser complètement d'oxygène les parois de l'ampoule, l'électrolyte et l'hydrogène. A l'électrode en platine platiné l'oxygène restant disparaît rapidement, le platine platiné catalysant sa combinaison avec l'hydrogène, de sorte qu'il se forme transitoirement une pile de Grove à hydrogène et oxygène (il suffit d'une très faible proportion d'oxygène pour annuler, à l'électrode en platine platiné, l'effet de l'hydrogène); mais à la longue l'oxygène finit par disparaître entièrement de l'ampoule, et la force électromotrice s'annule ou s'établit à une valeur déterminée par la pression de l'hydrogène.

Quel est l'effet de la pression ou de la concentration de l'hydrogène dans l'électrolyte, sur la valeur de la force électromotrice?

Les piles à hydrogène (comme celles à oxygène) sont, suivant notre théorie [1], des piles de concentration à électrons $(\bar{e})$, qui proviennent de la dissociation de l'hydrogène suivant l'équilibre $H_2 \rightleftharpoons 2H + 2\bar{e}$. Les électrodes se trouvent donc couvertes de minces couches d'électrolyte où la concentration $\mathcal{E}_{pt}$ des électrons à la surface de platine platiné est supérieure à la concentration $\mathcal{E}_p$ à la surface du platine poli. Suivant notre théorie la force électromotrice de la pile, différence entre les potentiels des électrodes par rapport à l'électrolyte de concentration électronique $\mathcal{E}$, est

$$E = RT\left[ln\frac{\mathcal{E}_{pt}+a}{\mathcal{E}_p+b} + ln\frac{\mathcal{E}_p-c}{\mathcal{E}_{pt}-d} + ln\frac{\mathcal{E}+d}{\mathcal{E}+c}\right],$$

a, b, c, d étant les variations des concentrations d'un côté et de l'autre des surfaces de séparation des milieux intervenant dans le phénomène, métal-couche adjacente, couche adjacente-reste de l'électrolyte. Ces variations sont dues à la diffusion compensée existant entre deux milieux non miscibles, diffusion qui constitue l'une des bases de notre théorie des forces électromotrices de contact.

La formule précédente montre que si la concentration de l'hydrogène donc, si les concentrations ε_{pt}, ε_p, ε, sont assez grandes, il peut arriver que les variations a, b, c, d deviennent négligeables et la force électromotrice s'annule, mais que cette force électromotrice peut devenir notable si les mêmes concentrations sont suffisamment réduites.

Les caractéristiques des piles à hydrogène sont les mêmes que celles des piles à oxygène, et il est peut-être inutile de faire remarquer qu'il ne saurait y avoir de réaction chimique entre le platine des électrodes et l'eau contenant de l'hydrogène. D'autre part le fait que dans les piles à oxygène le platine platiné est positif et qu'il est négatif dans les piles à hydrogène, plaide en faveur d'une force électromotrice due à la présence de ces gaz en concentrations différentes aux électrodes.

---

[1] *Comptes rendus*, **209**, 1939, p. 474, 509 et 790.

Comme dans toute pile de concentrations, l'énergie d'ailleurs minime des piles à hydrogène est entièrement empruntée au milieu extérieur mais, *contrairement à ce qui se passe dans les piles de concentration habituelles, les concentrations du gaz aux électrodes reviennent automatiquement à leurs valeurs primitives lorsque, après avoir débité, la pile est maintenue pendant quelque temps en repos.*

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la mercerisation de la cellulose.* — I. *Étude calorimétrique.* Note de M. **Édouard Calvet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Nous avons étudié au microcalorimètre la fixation de la soude sur la cellulose (coton naturel linters) plongée dans les lessives de soude sur les échantillons qui avaient servi à Mlles G. et Th. Petitpas dans l'étude par la rétention et par la structure aux rayons X du même processus [1].

I. *Chaleurs d'immersion du coton dans les solutions de soude à 17° C.* — On prend des quantités de coton assez faibles (10-20^{mmg}) par rapport à la solution de soude (5$^{cm^3}$) pour que les concentrations varient très peu. Au début de l'expérience, dégagement de chaleur brutal; tout effet thermique notable est terminé en deux heures environ. Il y a trois phénomènes thermiques superposés : 1° hydratation du coton; 2° absorption de la soude; 3° dilution de la solution restante. Le premier est important avec le coton sec. Pour éviter les erreurs dues au séchage et aux manipulations de coton sec, nous sommes parti de coton à 3,5 % d'humidité, obtenu après deux jours d'exposition dans un vide de 15^{mm} en présence de P_2O_5 à 17°. Pour obtenir les chaleurs d'immersion du coton sec, nos résultats sont donc à majorer de la chaleur d'hydratation du coton naturel sec jusqu'à 3,5 % d'humidité, soit $\sim$6 calories.

N...	0,000	0,0945	0,468	0,860	0,945	1,777
q...	3,0	3,07	3,1	4,95	6,0	7,72

N...	3,938	4,727	5,25	5,55	5,726	6,224	7,054	7,67	9,452	12,44
q...	19,8	21,6	23,2	25,0	26,2	26,4	28,2	30,0	37,0	59,0

N = molg/l; *q* = calg dégagées par gramme de cellulose.

La courbe $q = f(N)$ *ne passe pas par l'origine*. La quantité de chaleur reste sensiblement constante depuis l'eau pure jusqu'à une concentration de $\sim$0,5 N. Elle croît ensuite à peu près linéairement jusqu'à $\sim$6 N. Il y a *discontinuité* pour cette concentration (19,5 % de soude). La pente dQ/dN diminue brusquement, puis croît lentement pour retrouver sa valeur initiale vers 10 N. La discontinuité se produit pour les solutions de soude à 18-20 % en poids, c'est-à-dire pour la concentration la plus favorable à la mercerisation. La diminution brusque de pente dQ/dN indique que la mercerisation est une *transformation endothermique*.

---

(1) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 672.

II. *La chaleur de mercerisation.* — On mercerise préalablement le coton dans une solution de soude à $\sim 18\%$, on rince à fond, on sèche à 3,5 % d'humidité. Chaleurs d'immersion dans une solution de soude 5,26 N : Cellulose ordinaire, $+23^{cal},4$; Cellulose mercerisée, $+27^{cal},2$. La chaleur de mercerisation est donc de $-3^{cal},8$ environ par gramme de cellulose.

III. *Réversibilité du phénomène.* — A la température ordinaire et dans l'intervalle de concentration comprenant la portion non linéaire de la courbe $q=f(N)$, l'absorption de soude par la cellulose n'est pas réversible. 1° On immerge p grammes de cellulose naturelle dans v centimètres cubes de solution de soude de concentration $c(\sim 5\text{-}6\,N)$ (Effet therm. $= q_1$). On ajoute v centimètres cubes d'eau (q_2). 2° On dilue v centimètres cubes de solution de soude de concentration c avec v centimètres cubes d'eau (q'_2) puis on immerge p grammes de coton dans ce mélange (q'_1). Dans chaque cas p grammes de coton ont été finalement immergés dans $2v$ centimètres cubes de solution de concentration $c/2$ en partant du même état initial. Mais les bilans thermiques ne sont pas les mêmes : $q_1+q_2 > q'_1+q'_2$. L'état final n'est donc pas le même. Ex. : $p=18^{mg},7$, $v=3^{cm^3}$, $c=5,5\,N$. On trouve $q_1=+0^{cal},467$, $q_2=-0^{cal},105$; $q_1+q_2=+0^{cal},362$. D'autre part, $q'_2=-0^{cal},025$, $q'_1=+0^{cal},237$; $q'_1+q'_2=+0^{cal},212$.

La raison en est que la cellulose mercerisée dans la solution 5,55 N absorbe une quantité de soude *plus grande* dans le bain de concentration moitié que la cellulose naturelle immergée directement dans ce bain. A 15° C l'absorption de soude par une cellulose mercerisée ne varie presque pas entre les concentrations 2,7 N et 5,5 N. Connaissant les quantités de soude absorbées on peut encore calculer la chaleur de mercerisation. Nous l'avons bien retrouvée de -4^{cal} par gramme de cellulose.

Nous poursuivons ces travaux calorimétriques.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Analyse gravimétrique automatique (emploi des creusets de Gooch).* Note de M. **Clément Duval**, présentée par M. Louis Hackspill.

Cette Note fait suite à un travail sur le même sujet [1] auquel il sera utile de se reporter pour ce qui touche au mode opératoire et à la figure.

Si l'on inscrit photographiquement, à l'aide de la thermobalance de Chevenard, la courbe de perte de poids d'une petite pastille faite de filaments d'amiante humide, on trouve : 1° jusqu'à 73° une branche descendante correspondant au départ de l'eau d'imbibition; 2° de 73° à 283°, un palier horizontal traduisant le poids de l'amiante sèche; 3° de 283° à 900°, une perte de poids continue, régulière jusqu'à 745°, s'accélérant brusquement ensuite. Cette perte d'eau de constitution atteint 10 % du poids de l'amiante sèche. Donc, pratiquement, un précipité recueilli sur l'amiante d'un creuset de Gooch ne

---

[1] *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1824.

doit pas être séché au-dessus de 283° sous peine d'obtenir des poids trop faibles.

Ceci posé, voici le mode opératoire adopté en raisonnant sur le précipité donné par l'aluminium avec l'hydroxy-8 quinoléine. La courbe de pyrolyse du précipité formé $(C_9H_6ON)_3Al$, effectuée préalablement, accuse un palier horizontal traduisant son poids constant entre 102° et 220°.

Sur l'anneau de la thermobalance, on dispose le creuset de Gooch préalablement séché à 100° et non pesé, ne contenant que la couche d'amiante. Le papier photographique enregistre alors les droites d'étalonnage AB, CD, EF (*voir* la figure rappelée ci-dessus). La balance étant bloquée, on éteint la lampe fournissant le spot lumineux, on enlève le creuset, y filtre et lave le précipité; cette opération dure, au maximum, un quart d'heure. Le creuset étant remis en place dans la thermobalance, on inscrit sur le même papier, la courbe de pyrolyse du précipité en s'arrêtant quand la température atteint 300°.

La durée totale de l'opération, non compris le traitement et le séchage du papier, atteint 1h 30. En utilisant le papier spécial pour enregistrements As de Trêfle, on arrive à inscrire des lignes d'épaisseur de 0mm,1, et, par suite, apprécier les poids à 0mg,2 sans précautions spéciales. L'un des dosages effectués a fourni :

Calculé pour l'oxinate : 107mg; mesuré sur le papier : 106mg,8.

De même, un dosage de phosphore, sous forme de phosphomolybdate d'ammonium, en prenant la partie du palier s'étendant entre 180° et 283° et correspondant à $PO_4(MoO_3)_{12}(NH_4)_3$, donne (Calculé pour cette formule : 142mg,87; mesuré : 142mg,1) :

Corps dosé.	Forme de dosage.	Limites du palier (°).
Ag	$ClAg$	> 92
Rb	ClO_4Rb	95-343
Rb	$[PtCl_6]Rb_2$	100-674
Mg	C_2O_4Mg	233-397
Na	$[Zn\{UO_2(CH_3-CO_2)_3\}_3]Na$	118-125
Na	$[Bi(NO_2)_6]_5Na_6Cs_9$	160-670
Tl	Tl_2O_3 (Méthode au ferricyanure)	126-230
Tl	ITl	70-473
Tl	$[TlCl_6][Co(NH_3)_6]$	50-210
Tl	CrO_4Tl_2	97-745
Tl	$[PtCl_6]Tl_2$	65-155
Tl	$C_7H_4NS_2Tl$ (avec le mercaptobenzothiazole)	52-217
La	$(C_9H_6ON)_3La$ (oxinate)	130
K	ReO_4K	54-220
K	$[PtCl_6]K_2$	100-270
Cs	$CoO + 3(NO_3)_3Cs$	219-494
Ba	C_2O_4Ba	110-346
Sr	$(IO_3)_2Sr$	157-600
Ca	WO_4Ca	> 130
Ca	C_2O_4Ca	226-398
Ca	$(IO_3)_2Ca$	160-540

Les trois avantages principaux du procédé sont : *a.* le fait de garder un document photographique qui traduise toutes les caractéristiques de l'évolution du précipité; *b.* la suppression des pesées après séjours au dessiccateur; *c.* le fait que le précipité ne peut pas reprendre d'eau puisqu'on le *pèse* à chaud.

Voici plus haut une première liste de dosages gravimétriques qui conviennent bien à cette technique et pour lesquels les courbes de référence sont parues où à paraître dans *Analytica Chimica Acta*. Les températures indiquées sont connues à un degré près; il faudra prendre, naturellement, la partie des paliers s'étendant jusqu'à 283°.

CHIMIE MINÉRALE. — *Propriétés oxydoréductrices des systèmes à base de bleus de Prusse et constitution.* Note de M. **Guy Emschwiller**, présentée par M. Paul Lebeau.

Les bleus de Prusse n'ont pas de composition chimique définie; on a été conduit cependant à leur attribuer un type de structure unique. D'après D. Davidson [1], ils dériveraient tous du supercomplexe élémentaire « berlinique » (Fei Feoc)⁻, dû à l'union de l'ion ferrique Fei et de l'ion ferrocyanhydrique Feoc, auquel seraient associés des cations, alcalin, ferrique ou ferreux. Conformément aux données rœntgenographiques de J. F. Keggin et F. D. Miles [2], les atomes ferriques et ferreux supercomplexés occuperaient alternativement les sommets des cubes élémentaires d'un réseau tridimensionnel, avec un groupe cyané entre chacun d'eux, les cations, éventuellement associés à des anions étrangers, s'insérant entre les mailles du réseau.

Les bleus sont doués de propriétés oxydoréductrices, par suite de la faculté pour leurs atomes ferriques d'être ramenés à l'état ferreux, pour leurs atomes ferreux d'être portés à l'état ferrique. Les composés les plus réduits, dits blancs de Berlin, dériveraient de même du supercomplexe $(\text{Feo Feoc})^{--}$, dû à l'union de l'ion ferreux Feo et de l'ion ferrocyanhydrique Feoc, les composés les plus oxydés, dits verts de Berlin, du supercomplexe (Fei Feic), dû à l'union de l'ion ferrique Fei et de l'ion ferricyanhydrique Feic. L'examen aux rayons X a révélé que les blancs et les verts avaient la même structure cubique fondamentale que les bleus [2]; on comprend ainsi qu'on puisse passer de façon continue des formes les plus réduites aux formes les plus oxydées. Je me suis attaché à la mesure des potentiels d'oxydoréduction de ces systèmes solides.

Pour réaliser des précipités de compositions connues, j'ai mis en présence,

(1) *J. chem. Education*, 14, 1937, p. 277.
(2) *Nature*, 137, 1936, p. 577.

à l'abri de l'air, dans des conditions variées, des solutions pures, éventuellement acidifiées, de sulfate ferreux, de chlorure ferrique, de ferrocyanure ou de ferricyanure de potassium, soit simultanément, soit successivement dans des ordres variables. Les compositions ont été déduites, ainsi que l'avait fait E. Müller [3], de l'analyse des liqueurs initiales et finales. Les potentiels mesurés ont été ceux des liqueurs en équilibre oxydoréducteur avec les précipités; les précipitations à froid permettent d'atteindre rapidement ces équilibres oxydoréducteurs. Parmi les difficultés rencontrées, je signale celles dues aux phénomènes d'adsorption, que je me suis efforcé de réduire au minimum, ou au comportement « non réversible » vis-à-vis de l'électrode de platine des liqueurs renfermant trop peu de la forme oxydée, ferrique ou ferricyanhydrique.

Les précipités étudiés renfermaient en général du fer non en état de supercomplexe; les potentiels d'oxydoréduction sont pratiquement indépendants de la quantité de ce fer en excès, tout au moins si elle n'est pas trop petite. Il résulte de la présente étude que le fer en excès peut être considéré comme à peu près entièrement ferreux dans les mélanges de blancs et de bleus, comme ferrique dans les mélanges de bleus et de verts. Dans les bleus mêmes il peut être ferreux ou ferrique; s'il est exclusivement ferreux on peut parler de bleus de Turnbull, tels que (FeiFeoc) $Feo_{1/3}$ $K_{1/3}$, s'il est exclusivement ferrique de bleus de Prusse proprement dits, comme (Fei Feoc)$Fei_{1/3}$. Les résultats concernant les systèmes à fer en excès peuvent ainsi être, de façon schématique, répartis en trois groupes, mélanges de blancs et de bleus, de bleus de Turnbull et de bleus de Prusse, de bleus et de verts.

1. *Systèmes blancs-bleus.* — La teneur en blanc est mesurée par la proportion de fer associée sous forme ferreuse au ferrocyanure dans le supercomplexe. Seules ont ici un sens les mesures de potentiels effectuées sur des liqueurs renfermant un excès de complexe cyané, en milieu peu acide pour les faibles teneurs en bleu.

Teneur en blanc (%).	95	90	80	70	60	50	40	30	20	10	5	2	0
Potentiel mV [4]...	−8	32	92	127	148	160	167	172	180	196	207	216	226

2. *Systèmes bleus de Turnbull-bleus de Prusse.* — La teneur en bleu de Turnbull est mesurée par la proportion de fer non en état de supercomplexe se trouvant sous forme ferreuse. Les expériences ont été faites surtout avec excès de sels de fer; pour les plus fortes teneurs en bleu de Turnbull les mesures

(3) *Voir* en particulier *J. prakt. Chem.*, **79**, 1909, p. 81.

(4) Les potentiels ont été mesurés à la température moyenne d'équilibre de 18° C; exprimés en millivolts, ils sont rapportés à l'électrode de référence au calomel, saturée de chlorure de potassium, sans correction des potentiels de jonction. Il y aurait lieu d'ajouter environ 250 mV pour rapporter les résultats à l'électrode normale d'hydrogène.

de potentiels les plus sûres ont alors été celles effectuées en milieu peu acide. Il y a eu parfois des écarts entre les valeurs obtenues pour des teneurs analogues, aussi les nombres qui suivent ne doivent-ils être acceptés qu'à titre approximatif.

Teneur en bleu de Turnbull (%).	100	90	80	70	60	50	40	30	20	10	5	1	0
Potentiel mV (⁴).	229	243	260	278	297	320	341	364	393	422	445	470	570

Le raccordement avec les résultats qui précèdent est excellent, malgré des teneurs très différentes en fer non supercomplexé.

3. *Système bleus-verts.* — La teneur en vert est mesurée par la proportion de ferricyanure dans le supercomplexe. Des expériences faites en versant du chlorure ferrique en excès dans des mélanges en proportions variables de ferrocyanure et de ferricyanure ont conduit à des teneurs en fer non en état de supercomplexe qui correspondaient assez exactement à des mélanges de (Fei Feoc) $Fei_{1/3}$ et de (Fei Feic); la précipitation cesse d'être complète quand la proportion de ferricyanure est trop forte.

Teneur en vert (%)	0	10	25	50	60	70	77
Potentiel mV (⁴)	570	608	659	763	830	915	1033

Il resterait à donner de ces résultats une interprétation théorique. Ils confirment bien qu'il y a trois formes de fer à distinguer dans les bleus.

CHIMIE MINÉRALE. — *Préparation nouvelle de sulfures phosphorescents.* Note (*) de M. **Antoine A. Guntz**, présentée par M. Louis Hackspill.

Dans une Note récente [1] qui correspond à des travaux anciens, j'ai indiqué la méthode adoptée pour la préparation des sulfures de zinc phosphorescents.

Les avantages de cette méthode sont, en grande partie, dans ce fait que le précipité est aisément filtrable. Sa structure est déterminée par la formation progressive du sulfure dans la double décomposition lente entre un sel *sulfurant* l'hyposulfite et la solution zincique : condition favorable à la cristallisation. C'est l'application du principe : pour obtenir de beaux cristaux, s'assurer d'une façon ou d'une autre une sursaturation aussi faible que possible ou son équivalent : une précipitation homogène aussi lente que possible dans un milieu où la solubilité et la mobilité des molécules sont maxima.

D'autres corps susceptibles, par décomposition lente, de donner, en présence d'ions zinc, un précipité de sulfure de zinc, doivent théoriquement présenter les mêmes avantages que l'hyposulfite.

(*) Séance du 12 avril 1948.

(1) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 80-83.

J'ai essayé d'abord la thiourée. Ce corps peu accessible il y a trente ans, est maintenant un produit industriel. Il peut se décomposer suivant plusieurs schémas dont celui-ci est à retenir dans le cas qui nous intéresse

$$SC(NH_2)^2 + 2H_2O = SH_2 + CO_2 + 2NH_3.$$

J'ai chauffé de la thiourée en solution avec des sels de zinc, chlorure ou sulfate, en tube scellé. J'ai obtenu la réaction prévue. En milieu neutre ou faiblement acide, elle est assez lente, même à 200°, et j'ai constaté la formation, par isomérisation, de sulfocyanure d'ammonium. En milieu alcalin, elle est au contraire rapide; une solution ammoniacale de zinc (zinc ammine) réagit facilement à 150°. Une solution alcaline de zinc (zincate alcalin) réagit à froid mais lentement.

La thiourée peut donc servir de matière première pour la préparation de sulfure de zinc ou de cadmium.

Si la formation accessoire de sulfocyanure dans la réaction de la thiourée est due à une isomérisation réversible, il devenait intéressant d'essayer le sulfocyanure d'ammonium. Je l'ai fait et j'ai eu des résultats concluants; mais la précipitation est beaucoup moins rapide, et elle est pratiquement nulle en milieu neutre.

La thiourée et le sulfocyanure agissant d'une façon qualitativement identique, il était aussi indiqué d'essayer le sulfure de carbone qui réagit en solution alcaline en formant de la thiourée, du sulfocyanure et des acides *sulfurants*.

L'expérience a confirmé ce point de vue : en milieu suffisamment alcalin (zinc ammine) la réaction de précipitation se produit déjà notablement à froid, elle est complète à chaud. Ainsi se confirmerait, s'il en était encore besoin, la vieille règle de Bertholet : l'insolubilité du sulfure de zinc élimine du système en réaction l'ion soufre au fur et à mesure de sa formation et dirige la réaction dans le sens recherché.

Je ne pense pas que le sulfure de carbone ou la thiourée doivent remplacer l'hyposulfite. Les conditions de réaction ne sont pas les mêmes; la salinité (absence d'ions alcalins par exemple), l'alcalinité : pour la thiourée, le sulfocyanure et le sulfure de carbone, milieu alcalin, d'autant plus réactif qu'il est plus alcalin. C'est le contraire avec l'hyposulfite qui réagit fort lentement avec la solution ammoniacale de zinc, ce qui permet de supposer que la formation d'acide hyposulfureux est une étape nécessaire de la transformation.

Quant à la purification des matières premières, sels de zinc ou de cadmium, la thiourée présente l'avantage de donner des complexes tel $ZnCl_2$, 2 thiourée qui cristallise très bien, tandis que le chlorure de zinc est pratiquement incristallisable.

J'ai noté aussi que dans certaines conditions, présence d'un peu d'oxyde, les précipités sont déjà luminescents, parfois même phosphorescents sans avoir

subi aucun traitement de calcination ce qui confirme l'hypothèse d'une structure microcristalline.

Cette observation me paraît digne d'intérêt, faisant entrevoir la possibilité de préparer des produits luminescents à caractéristiques nouvelles, non seulement sulfures de zinc et de cadmium, mais aussi d'autres *phosphores* à structure cristalline.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les acides* β (1-*naphtyl*) *crotoniques stéréoisomères* $C_{14}H_{12}O_2$. Note (*) de Mlle **Germaine Cauquil** et M. **Héribert Barrera**, présentée par M. Marcel Delépine.

La réaction de Réformatzky, appliquée à la condensation de la méthyl (1-naphtyl) cétone et du bromacétate d'éthyle, en présence de magnésium, permet d'atteindre, en quantités à peu près équivalentes, les deux acides β (1-naphtyl) crotoniques stéréoisomères (*a*) et (*b*)

```
1-naphtyl—C—CH3                 1-naphtyl—C—CH3
          ||        (a)                   ||          (b)
   COOH—C—H                           H—C—COOH
```

Très peu de cas ont été signalés, où les deux formes spatiales s'obtiennent simultanément dans une réaction semblable ([1]), ([2]); encore faut-il remarquer avec Stœmer ([3]) et ses collaborateurs que la forme *allo* est toujours en très faible quantité. Enfin, Radcliffe, Sherwood et Short ([4]) d'une part, et Banchetti ([5]) d'autre part, sont d'accord pour signaler l'échec relatif de leurs tentatives pour réaliser cette réaction.

Une étude systématique a permis de se rendre compte que les difficultés proviennent de la méthyl (1-naphtyl) cétone utilisée et de son degré de pureté. L'obtention de cette cétone à partir du bromure de 1-naphtyl magnésium et de l'acétonitrile a lieu avec un rendement de 10 %, ce qui rend l'isolement du produit pénible et délicat. Si l'on fait réagir le 1-cyano-naphtalène sur l'iodure de méthyl-magnésium, les résultats sont beaucoup plus intéressants; cependant la séparation complète de la cétone et du nitrile n'ayant pas réagi est irréalisable par distillation. Le passage à l'état de picrate recommandé par Lock ([6]) est bon, à condition d'accepter de grosses pertes. Il est préférable de chauffer le mélange en présence de potasse alcoolique qui permet de séparer la cétone pure; ou

---

(*) Séance du 12 avril 1948.

([1]) Schroeter, *Ber. d. Chem. Ges.*, **40**, 1907, p. 1600.

([2]) Rupe, Steeger et Fiedler, *Ber. d. Chem. Ges.*, **47**, 1913, p. 63.

([3]) *Ber. d. Chem. Ges.*, **50**, 1917, p. 959.

([4]) *J. Chem. Soc. London*, 1931, p. 2293.

([5]) *Gaz. Chim. Ital.*, **69**, 1939, p. 398.

([6]) *Monats. f. Chem.*, **74**, 1942, p. 77.

encore dans des conditions bien déterminées (basse température, acide dilué) décomposer le complexe organo-magnésien et isoler l'iodhydrate d'imine

$$\left[\begin{array}{c} CH_3-C=NH_2 \\ | \\ \text{1-naphtyl} \end{array}\right] I$$

solide jaune F 170°, insoluble dans l'eau et dans l'éther ordinaire. L'hydrolyse, acide ou alcaline de ce composé donne quantitativement la cétone. Les rendements sont de l'ordre de 75 % à partir du 1-cyanonaphtalène.

Ce produit soigneusement distillé réagit en solution benzénique sur le bromacétate d'éthyle en présence de magnésium. Le brut de cette réaction distillé sous pression réduite, puis traité par la potasse alcoolique, permet de récupérer une assez grosse quantité de cétone n'ayant pas réagi et 25 % de produits acides, qui fractionnés dans l'éther de pétrole se séparent en deux acides, un très soluble F 85° et un beaucoup moins soluble F 189°. L'étude de ces composés permet de penser que l'on a obtenu les deux acides β(1-naphtyl) crotoniques stéréoisomères (dosage acidimétrique PM obs. 210 et 212, calc. 212). Amides, F 89° et 145° (dosage d'azote par microkjeldahl N %, obs. 6,67 et 6,68, calc. 6,64). Enfin l'hydrogénation par l'amalgame de sodium donne dans les deux cas l'acide β(1-naphtyl) butyrique F 108°, identifié avec celui de Radcliffe (7), et de Bachmann et Edgerton (8). Cette identité de structure a été confirmée par passage d'une forme à l'autre après irradiation ultra-violette d'une solution benzénique. C'est l'acide F 85° le plus soluble, qui après 24 heures d'irradiation fond à 189°. L'acide F 189° correspond donc à la forme instable de l'acide β(1-naphtyl) crotonique ce qui est conforme avec les vues de Stœrmer, Grimm et Laage (9). Ces auteurs ont en effet constaté dans la série cinnamique que le composé le moins stable est celui qui a le point de fusion le plus élevé et la moins grande solubilité.

L'irradiation des amides permet de conclure de façon identique, l'amide F 89° après irradiation se transforme en un produit F 197°, l'amide F 145° conduit au même résultat. Il y a donc ici un fait nouveau, dans la préparation des amides par passage à l'état de chlorure acide il y a eu isomérisation partielle. Blaise (10) a d'ailleurs signalé que, dans la série aliphatique αβ non saturée, les hydracides catalysent le passage de la forme labile à la forme stable. Le point de fusion trouvé 145° intermédiaire, et non inférieur, aux deux points de fusion extrêmes, en est une confirmation qui a été vérifiée expérimentalement.

---

(7) *Loc. cit.*

(8) *J. Am. Ch. Soc.*, **62**, 1940, p. 2219.

(9) *Loc. cit.*

(10) *Comptes rendus*, **142**, 1906, p. 1087.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Remarque sur la préparation des monoglycérides.* Note de M. **Pierre Savary**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Si l'on estérifie, à une température suffisamment élevée, un acide gras par un excès de glycérol, on obtient en général deux phases : une couche d'esters partiels, saturés de glycérol, et une couche de glycérol saturé d'esters, l'eau étant éliminée. Un tel système est invariant si l'on se fixe la température et la pression; la quantité de monoglycérides qu'il contient sera bien déterminée et (comme la couche glycérineuse contient très peu d'esters), elle dépendra essentiellement, d'après la loi d'action de masse, de la concentration que peut atteindre le glycérol dans la phase *esters gras*. Cette solubilité du glycérol dans les glycérides partiels croît avec la température et décroît quand s'allonge la chaîne des acides gras mis en jeu (1); l'expérience montre qu'elle est faible pour les acides stéarique et palmitique même à 250°. Et l'estérification de ces acides donnera moins de monoglycérides que celle de l'acide laurique, dont les esters partiels peuvent, à 250°, dissoudre d'importantes quantités de glycérol.

Pour obtenir de bons rendements en monostéarine, on pourrait alors traiter l'acide stéarique par une quantité de glycérol supérieure à celle qu'il peut dissoudre, en dispersant les deux phases l'une dans l'autre par une agitation suffisante, ou en employant un tiers solvant comme le phénol (2).

J'ai pu constater que, dans ces réactions, les savons alcalins sont d'excellents solvants mutuels du glycérol et de ses esters, et qu'ils permettent d'augmenter fortement les rendements en monoglycérides, comme le montre le tableau suivant.

Dans ces expériences, les savons ont été formés *in situ* par addition de CO_3K_2.

Acide gras estérifié.	Molécules de glycérol par molécule d'acide.	CO_3K_2 (%) de l'acide.	Température.	Durée de réaction.	État final du système.	Acides estérifiés (%).	Indice d'hydroxyle des esters.	Teneur en monoglycérides (%).
Acide laurique	2,6	0	180°	6 h	2 phases	88	286	57
»	2,6	2	180	6	homogène	98,2	314	67
»	6	3	200	2	»	97	353	80
Acide stéarique...	1,3	0,2	265	2	presque homogène	98,8	204	51
» ...	2,6	0	180	7	2 phases	92	167	43
» ...	2,6	2	180	1 h 15	homogène	97	224	60
» ...	2,6	0	250	3 h	2 phases	99	195	47
» ...	5,2	0,1	265	1 h 30	»	99,5	199	49
» ...	6	2	280	1 h	homogène	98	235	65

(1) P. Savary, *Bull. Soc. Chim.* (mémoire sous presse).
(2) Hilditch et Rigg, *Chem. Soc.*, **2**, 1935, p. 1774.

La même action favorable peut d'ailleurs être observée dans l'estérification du pentaérythritol. En voici un exemple :

Une molécule d'acide laurique est traitée par une molécule de pentaérythritol, à 205° pendant 3 heures 15 minutes.

Acide estérifié	97 %
Indice d'hydroxyle des esters	140

La même expérience est recommencée en chauffant 4 heures 15 minutes après addition de 2,5 % de CO_3K_2 (par rapport au poids d'acide laurique).

Cette fois l'on a :

Acide estérifié	98,6 %
Indice d'hydroxyle	291

soit 55 % de l'indice d'hydroxyle calculé pour le monolaurate de pentaérythritol. Sans carbonate alcalin, on n'arrive qu'à 26 %.

Inversement, si l'on veut préparer des monoglycérides en faisant agir du glycérol sur des triglycérides, on arrivera en présence de savon alcalin, et pour la même raison, à des mélanges plus riches en monoglycérides; en traitant les triglycérides par le pentaérythritol, on aura des esters partiels dont l'indice d'hydroxyle sera plus grand.

Corps gras traité.	Molécules de polyalcool par moléc. de triglycéride.	CO_3K_2 (%) du triglycéride.	Température.	Durée.	État final du système.	Acidité libre (%).	Indice d'hydroxyle des esters.	Monoglycéride contenu (%).
Coprah et glycérol.	3	0	265°	1 h 45	2 phases	0,8	54	10
	3	0,2	265	1 45	homogène	0,4	269	66
Suif et glycérol...	3	0	265	1 45	2 phases	0,3	134	20
	3	0,2	265	1 45	homogène	1	188	45
Coprah et pentaérythritol......	3	0	265	1 h	2 phases	0,8	135	–
	3	0,2	265	1	»	0,8	297	–

On sait, et cela est appliqué dans la pratique, que les carbonates et hydroxydes alcalins ou alcalino-terreux sont de bons catalyseurs de transestérification (³). Les résultats ci-dessus montrent que, dans la transestérification des corps gras par le glycérol ou les polyalcools, ces composés alcalins ne sont pas seulement des catalyseurs; s'il est exact qu'ils accroissent fortement les vitesses de réaction, leur influence est considérable sur la composition à l'équilibre du mélange d'esters plus ou moins complets obtenu, grâce à *l'action solubilisante des savons* qu'ils forment. Et c'est peut-être la meilleure justification de leur emploi.

(³) Young et Black, *J. Am. Chem. Soc.*, 60, 1938, p. 2603; Blagonravova, *J. applied Chem. U. S. S. R.*, 14, 1941, p. 192-197.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une nouvelle synthèse du β-isoindigo.* Note de MM. **Albert Dunet** et **Antoine Willemart**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Le β-isoindigo (formule III) a été primitivement préparé avec un très faible rendement par Liebermann et Bistrzycki (1) en 1893 par chauffage en tube scellé de l'aldéhyde-acide orthophtalique avec une solution alcoolique d'ammoniac.

Plus récemment, en 1941, trois autres méthodes de préparation furent décrites :

— doublement du thiophtalimide par chauffage avec du cuivre (ou encore avec soit de l'oxindole, soit du β-naphtol) (2);

— doublement de la phtalimide par l'action du soufre à 220° (3);

— hydrolyse du dérivé diméthylé du β-thioisoindigo (3).

Nous avons constaté que l'on pouvait préparer le β-isoindigo par l'action de la chaleur sèche sur l'hydroxyphtalimidine (formule I). A la fusion il se produit un doublement avec élimination d'une première molécule d'eau et formation d'un corps intermédiaire (formule II) qui avait été déjà obtenu d'une autre manière par Reissert (4). A température plus élevée, la deuxième molécule part à son tour en créant la double liaison.

CHOH, NH, CO (I) $\xrightarrow{-H_2O}$ CH—C(OH), NH HN, CO CO (II)

$\xrightarrow{-H_2O}$ C═C, NH HN, CO CO (III)

La caractérisation du β-isoindigo a été faite par comparaison avec un produit préparé par le deuxième procédé ci-dessus : point de fusion instantanée (vers 465°), couleur (jaune) et forme des cristaux, spectre d'absorption dans l'ultraviolet au moyen des figures de Hartley.

Avec les éthers (méthoxy-ou éthoxy-phtalimidine), on obtient de même le

(1) *Ber.*, 26, 1893, p. 551.

(2) J. C. Porter, R. Robinson et M. Myler, *J. Chem. Soc.*, 1941, p. 620.

(3) H. D. K. Drew et D. B. Kelly, *J. Chem. Soc.*, 1941, p. 626.

(4) *Ber.*, 46, 1913, p. 1488.

β-isoindigo par élimination de molécules d'alcool (méthylique ou éthylique) au lieu de molécules d'eau sous l'action de la chaleur. Par exemple par chauffage progressif sous vide de méthoxyphtalimidine (5^g), on constate successivement : fusion de la masse avec dégagement de vapeurs d'alcool méthylique, solidification en un produit incolore qui fond à nouveau en un liquide vert, nouvelle solidification en un produit jaune. Le résidu jaune ainsi obtenu est alors extrait à l'acide acétique bouillant : il reste comme insoluble du β-isoindigo (soit $2^g,4$ rendement de l'ordre de 60 %).

Cette transformation étant assez complexe, nous avons essayé d'en isoler le terme solide incolore intermédiaire. Après recristallisation dans l'alcool éthylique, il se présente sous forme d'aiguilles fondant à 302° (bloc Maquenne) qui, d'après l'analyse élémentaire et les déterminations cryoscopiques, correspondrait à la formule $C_{16}H_{10}O_2N_2$; ce produit serait donc un isomère du β-isoindigo en lequel il se transformerait par simple chauffage au-dessus de son point de fusion sans perte de poids.

Nous proposons pour ce composé la formule (IV) suivante :

(IV)

qui en fait un dimère de l'isoindolone. Le passage au β-isoindigo s'expliquerait alors par simple migration des deux atomes d'hydrogène des atomes de carbone sur les atomes d'azote, avec formation de la double liaison.

Il convient de signaler que ce terme intermédiaire, isolé à partir des alcoxylphtalimidines, n'a pas pu l'être à partir de l'hydroxyphtalimidine sous la simple action de la chaleur. Par contre, il peut être obtenu avec un rendement de l'ordre de 50 % par action du chlorure de thionyle à chaud sur l'hydroxyphtalimidine.

Le nouveau procédé de préparation du β-isoindigo semble plus avantageux que ceux qui ont été antérieurement décrits : il est à rapprocher de la réaction qui conduit à l'isoindigo par chauffage du dioxindole en présence de glycérol ([5]).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur un stade non photochimique dans la formation des calciférols.* Note de MM. **Léon Velluz**, **André Petit**, **Georges Michel** et Mlle **Geneviève Rousseau**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Nous observons que la teneur en vitamine D2 de solutions récentes d'ergostérol irradié augmente en fonction du temps, même en l'absence de lumière. Le fait n'a pas été signalé. On admet, au contraire, que la formation

---

([5]) O. Dornier et J. Martinet, *Bull. Soc. Chim.*, 1923, p. 779.

des vitamines D2 et D3 est purement liée à l'apport d'énergie lumineuse. A cet égard, il est singulier qu'un phénomène de mutarotation décrit par A. Windaus et E. Auhagen [1] sur l'ergostérol irradié, sous l'action du chauffage, n'ait jamais donné lieu jusqu'ici à une tentative de confirmation, pas plus que son mécanisme n'ait été examiné par les auteurs du travail. Ainsi, Windaus et, à sa suite, tous les savants ont cru devoir accorder aux termes de passage qui se situent entre l'ergostérol et le calciférol une origine exclusivement photochimique [2].

Dans cette Note, nous décrivons deux exemples de réactions qui mettent en évidence un phénomène nouveau.

I. On irradie pendant deux heures, sous atmosphère d'azote, une solution d'ergostérol à 1,25 %, dans l'éther sulfurique, par la lumière de l'étincelle au magnésium. Après avoir distillé la solution éthérée à basse température, on traite la résine par de l'alcool froid. La solution alcoolique est distillée à sec, à température toujours inférieure à 25°. Le résidu finalement dissous dans trois volumes de benzène est chauffé à reflux pendant $2^h 30^m$, à l'obscurité, et l'on en isole le calciférol pur par l'intermédiaire de son dinitrobenzoate.

	$[\alpha]_D$.	Teneur en calciférol.
Solution non chauffée	+ 16°	11 %
Solution chauffée	+ 39° 3	43 %

II. On divise la solution acétonique des dinitrobenzoates préparés à partir d'une solution de résine non chauffée. On en conserve une partie à la glacière, l'autre à 40° pendant deux jours. On obtient :

	Teneur en calciférol.
Solution conservée en glacière	10 %
Solution chauffée à 40°	29 %

Plusieurs centaines d'expériences, effectuées dans des conditions variées, ont confirmé ces résultats.

De plus, des observations analogues ont été faites avec la vitamine D3, obtenue à partir du 7-déhydrocholestérol.

En bref, les conditions expérimentales que nous réalisons font apparaître un stade non photochimique dans la genèse des calciférols. Le phénomène est important, puisqu'en l'absence de chauffage plus des trois quarts du calciférol peuvent échapper à l'isolement sous forme de dinitrobenzoate; il est, en outre, strictement thermique et se manifeste avec la même intensité sur des solutions préalablement conservées en glacière.

---

(1) *Zeitsch. physiolog. Chem.*, **196**, 1931, p. 118-120.

(2) Ch. E. Bills, *The Journal of the American medical Association*, **110**, 1938, 25 juin 1938.

On entrevoit ainsi l'existence de précurseurs nouveaux, qui se distingueraient d'intermédiaires déjà connus, lumistérols et tachystérols, par leurs facilités exceptionnelles de transposition sous l'influence du chauffage. La séparation de ces molécules pose un difficile problème expérimental.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une scission observée au cours de l'hydrogénation catalytique des esters de certains amino-alcools acétyléniques.* Note de M. **Israel Marszak** et Mme **Andrée Marszak-Fleury**, présentée par M. Jacques Tréfouël

Dans un travail effectué en collaboration avec E. R. H. Jones et M. Bader (1) l'un de nous a étudié la réaction de Mannich avec les esters des alcools acétyléniques et a pu ainsi préparer un certain nombre d'esters d'aminoalcools acétyléniques de la formule générale

$$RCH(OOCCH_3)C\equiv C-CH_2NR_1R_2.$$

L'hydrogénation catalytique de ces esters en présence de Nickel Raney, présente une certaine particularité qu'il nous paraît intéressant de signaler. En effet, les composés en question absorbent trois molécules d'hydrogène à la température et sous la pression ordinaire, au lieu de deux prévues pour la saturation de la triple liaison.

Nous avons pu constater que l'hydrogénation s'accompagne là d'une scission de la molécule entre le carbone portant la fonction ester et l'oxygène de cette fonction. L'amine saturée est ainsi obtenue salifiée par l'acide correspondant à la fonction ester.

Ainsi, le diéthylamino-1-acétoxy-4-heptine-2 (1) a conduit au diéthylamino-1-heptane et à l'acide acétique

$$C_3H_7CH(OOCCH_3)C\equiv C-CH_2N(C_2H_5)^2+3H_2$$
$$\rightarrow C_3H_7CH_2CH_2CH_2CH_2N(C_2H_5)^2, \quad CH_3COOH.$$

$C_7H_{15}N(C_2H_5)^2$ E_{14} 86° n_D^{21} 1,4317; $C_{11}H_{25}N$; trouvé C 77,06 %; H 14,68 %; N 8,08 %; calculé C 77,10 %; H 14,75 %; N 8,18 %; oxalate F 80°.

Cette amine a été caractérisée par identification avec celle que nous avions obtenue par hydrogénation complète du diéthylamino-1 heptine-2 (1), opération qui s'effectue normalement.

De plus, l'acide acétique formé a pu être séparé de façon presque quantitative.

Le même mécanisme a été observé au cours de l'hydrogénation de diéthylamino-1 (acétoxy-1-cyclohexyl)-3-propine-2

$$C_6H_{10}\left\langle\begin{matrix}C\equiv C-CH_2N(C_2H_5)^2\\OOC-CH_3\end{matrix}\right. + 3H_2 \rightarrow C_6H_{11}-CH_2CH_2CH_2N(C_2H_5)^2, \quad CH_3COOH.$$

(1) *J. Chem. Soc. London*, 1947, p. 1578.

Le diéthylamino-1-cyclohexyl-3-propane ainsi obtenu possède les constantes suivantes : $É_{0,5}$ 87°; $n_D^{9,5}$ 1,4625; $C_{13}H_{27}N$, trouvé N 7,03 % ; calculé N 7,10 % ; oxalate F 105°.

Pour confirmer la constitution de ce produit, nous en avons fait la synthèse par hydrogénation catalytique du diéthylamino-1 (cyclohexène-1-yl)-3-propine-2, lui-même obtenu par la réaction de Mannich sur l'éthynyl-1-cyclohexène-1. L'hydrogénation s'effectue normalement et absorbe les trois molécules d'hydrogène prévues :

$$C_6H_9-C\equiv CH \rightarrow C_6H_9-C\equiv C\ CH_2N(C_2H_5)^2 \xrightarrow{+3H_2} C_6H_{11}-CH_2CH_2CH_2N(C_2H_5)^2$$

Désirant savoir si un ester d'amino-alcool primaire se comporterait de la même manière, nous avons préparé toujours par la réaction de Mannich le diéthylamino-1 acétoxy-4 butine-2 : $É_{0,5}$ 94°, $n_D^{8,56}$ 1,4610, $C_{10}H_{17}O_2N$: trouvé N 7,69 %, calculé N 7,71 %, oxalate F 81°. Son hydrogénation conduit aussi à la diéthylbutylamine déjà connue ([2]) salifiée par l'acide acétique

$$CH_3COO-CH_2-C\equiv CCH_2N(C_2H_5)^2+3H_2 \rightarrow CH_3CH_2CH_2CH_2-N(C_2H_5)^2CH_3COOH_2$$

Afin de voir si la nature de l'acide estérifiant la fonction alcool avait une influence sur ce phénomène de scission nous avons préparé les esters benzoïques du diéthylamino-1 hydroxy-4 butine-2 et du diéthylamino-1 hydroxy-4 heptine-2

$C_6H_5COOCH_2C\equiv C-CH_2N(C_2H_5)^2$; $É_{0,6}$ 163°; n_D^8 1,5252; $C_{15}H_{19}O_2N$, trouvé N 5,47 %; calculé N 5,71 %; oxalate F 90°.

$C_3H_7CH(OOCC_6H_5)C\equiv CCH_2N(C_2H_5)^2$; $É_{0,5}$ 160°; $n_D^{9,5}$ 1,5098; $C_{18}H_{25}O_2N$, trouvé C 75,43 %; H 8,87 %; calculé C 75,20 %; H 8,70 %; oxalate F 95°.

L'hydrogénation de ces esters fournit aussi les amines saturées déjà citées et la quantité théorique d'acide benzoïque.

Si l'on arrête l'hydrogénation un peu avant l'absorption d'une molécule d'hydrogène le phénomène de scission est peu important et l'on obtient principalement l'ester de l'amino-alcool éthylénique.

Il semble donc que ce serait ces derniers qui subissent la scission.

Ce phénomène pourrait alors être attribué à la fragilité bien connue de dérivés allyliques.

Il est évidemment possible qu'en modifiant les conditions expérimentales, ce phénomène de scission puisse être évité. C'est ce que nous examinons actuellement.

([2]) F. D Mayer et C. S. Marvel, *J. Amer. Chem. Soc.*, 48, 1936, p. 2691.

GÉOLOGIE. — *Découverte de Crétacé à Vertébrés dans le soubassement de la Hammada du Guir (Sud marocain).* Note de M. **René Lavocat**, présentée par M. Charles Jacob.

Au cours d'une mission géologique dans la Hammada du Guir, d'abord limitée aux secteurs nord et est, puis étendue, sur la suggestion de M. L. Clariond, à la bordure ouest, j'ai découvert et étudié, au pied de la Grande Hammada, précisément sur cette bordure ouest, un important gisement de Reptiles et Poissons appartenant au Crétacé. Dès maintenant son existence a pu être reconnue sur plus de 12 kilomètres du Nord au Sud, depuis le Moungar el Alenda, au sud-ouest de Hasi Beraber, jusqu'au flanc méridional de la haute vallée de l'Oued Chebbi. Les couches qui le constituent, directement transgressives sur le Primaire plissé et pénéplanisé à l'exception d'un certain nombre de témoins, forment dans cette région le soubassement de la Grande Hammada, avec une épaisseur approximative de 25^m, et sont surmontées par le Tertiaire continental déjà maintes fois signalé. Ce sont, soit des grès sableux de teintes diverses, soit plus fréquemment des grès francs, généralement rouges. Ces derniers présentent habituellement une stratification entrecroisée et manifestent souvent des structures en boules de 2 à 3^{cm} de diamètre très analogues aux Kerboub; ils paraissent être les portions les plus riches en fossiles.

Ceux-ci comprennent des dents isolées et de nombreux fragments d'os, parfois de grande taille, plus ou moins roulés. Les mêmes formes étant partout associées, on les rencontre sur toute l'épaisseur des couches, parfois en très grande quantité. Plusieurs genres de Reptiles et de Poissons ont été recueillis, parmi lesquels on peut citer dès maintenant comme élément dominant le genre *Onchopristis*, représenté par des dents rostrales très nombreuses qui ne semblent pas pouvoir être distinguées de celles d'*Onchopristis numidus* Haug sp. Ainsi, pour la première fois, cette espèce, décrite dans le Cénomanien inférieur du Djoua [1] et dans celui d'Égypte [2], est signalée au Maroc. Deux espèces au moins de *Ceratodus* sont représentées, malgré la rareté des échantillons de ce genre [3]. Diverses dents crénelées de Dinosauriens attestent la présence de la famille des Mégalosauridés. On notera enfin plusieurs écailles dermiques et des dents d'un Crocodilien de très grande taille, à rapprocher sans doute de l'espèce

(1) E. Haug, *Documents scientifiques de la Mission saharienne, Mission Foureau-Lamy*, VIII, Paléontologie, 1905.

(2) E. Strömer, *Wirbeltiere Reste der Baharije-Stufe*, nos 4 et 7 (*Abhandl. d. Bayer, Akad. d. Wiss.*, Bd. XXVIII, Ab. 8, 1917 et Bd. XXX, Ab. 6, 1925).

(3) A l'instant, j'apprends incidemment que M. L. Clariond a trouvé, il y a quelques années, des dents de *Ceratodus* et des écailles de Ganoïdes dans la région de Taouz.

géante signalée dans le continental intercalaire d'Aoulef ([4]) et peut-être de *Stomatosuchus inermis* d'Égypte ([5]).

Donc, voici, au Crétacé moyen, un fait comparable à celui sur lequel M. C. Arambourg a précédemment attiré l'attention pour le niveau des phosphates ([6]), à savoir les étroites relations faunistiques unissant les divers territoires d'Afrique du Nord depuis l'Égypte jusqu'au Maroc.

A l'ouest et au nord-ouest du Moungar el Alanda, une série de témoins et de traînées gréseuses paraissent relier les couches signalées ci-dessus à celles de Gour Brikat, mais dans ces deux secteurs les recherches de fossiles ont été jusqu'ici infructueuses.

Les faits ci-dessus montrent la présence dans cette région, du Crétacé, probablement cénomanien, peut-être albien, avec une allure de bordure continentale, à quelques kilomètres à peine au sud de la dalle calcaire du Cénomano-Turonien marin, indiquée par les auteurs et visible notamment près du camp d'aviation de Béraber. Tant par la position des couches que par la nature des fossiles, on est amené à rapprocher ces terrains de ceux d'âge analogue qui constituent le continental intercalaire en d'autres points de l'Afrique, notamdans le Djoua ([7]), dans les régions d'Aoulef ([8]) et de Timimoun ([9]), et aussi au Nigéria ([10]), sans oublier le Cénomanien inférieur á faciès de bordure de Baharia en Égypte ([11]), ni le Cénomanien inférieur néritique et lagunaire, à régime encore instable, qui dans le Damergou se superpose au continental franc des couches de Tégama ([12]). De ces formations, le présent gisement constitue un bastion avancé et un jalon de plus pour l'étude de ce vaste et remarquable ensemble.

GÉOLOGIE. — *Existence du Néogène marin en Nouvelle-Calédonie.* Note de Mme **Yvonne Gubler** et M. **René Pomeyrol**, présentée par M. Charles Jacob.

Comme le laissait pressentir E. Haug dans son *Traité de Géologie*, le Néogène existe en Nouvelle-Calédonie.

([4]) A. F. de Lapparent, *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 755.

([5]) E. Strömer, *loc. cit.*

([6]) *Bull. Soc. géol. France*, 5e série, **5**, 1935, p. 257.

([7]) E. Haug, *loc. cit.*

([8]) A. F. de Lapparent, *loc. cit.*

([9]) Ch. Depéret et J. Savornin, *Bull. Soc. géol. France*, 4e série, **27**, 1927, p. 257.

([10]) Falconer, *Ref.*, *loc. cit.*, note ([6]).

([11]) E. Strömer, *Abh. K. Bayer, Akad. Wiss.*, Bd. **26**, Abh. 11, 1914.

([12]) C. Arambourg, L. Joleaud, R. Lamberg, et D. Schneegans, Gouvernement Général d'A. O. F., *Bull. Direct. Mines*, **7**, 1943.

Il constitue sur la côte sud-occidentale de l'île, la presqu'île de Népoui, ainsi que les presqu'îles et îles situées à l'Est (presqu'îles de Muéo et de Nékoro, îles Grimault, Longue et Ronde).

Il s'agit d'une formation horizontale, connue sur une hauteur de 30^{m} environ, et dans laquelle une coupe prise, sur la côte orientale de la presqu'île de Népoui, montre de haut en bas :

7^{m}. — Calcaire très altéré en surface, donnant une argile de décalcification à restes de Polypiers, Lamellibranches et Gastéropodes.

0^{m},50. — Marne renfermant des jaspes rouges.

12^{m}. — Calcaire compact, cristallin, recristallisé, très fossilifère : gros Gastéropodes et Lamellibranches à l'état de moules, Polypiers, Échinodermes, quelques Foraminifères (Globigérines, *Globorotalia*, *Textularia*, et Milioles). Dans ce niveau a été trouvé un Oursin régulier que M. le Professeur A. Jeannet, de Zurich, rapporte à « *Prometalia* sp., très voisin de *P. Robillædi* de Loriol (*Brissus*), venant de l'île Maurice ».

1^{m},50. — Calcaire à Polypiers et moules de Lamellibranches et Gastéropodes.

1^{m},50. — Alternance de marnes et de grès sableux contenant des moules de Lamellibranches et de Gastéropodes.

1^{m},50. — Calcaire cristallin à Lamellibranches, Gastéropodes et Polypiers.

0^{m},40. — Marne sableuse riche en débris de minéraux clastiques (magnétite, chromite).

0^{m},60. — Conglomérat polygénique (roches vertes, phtanites), passant latéralement à une brèche coralliaire.

2^{m}. — Marne finement sableuse à débris de coquilles, extrêmement riche en Foraminifères, tant en espèces qu'en individus :

Clavulina antipodum Stache, *Cl. pacifica* Cush., *Valvulammina globularis* d'Orb., *Pyrgo globulus* Bornemann, *Quinqueloculina bos* Reuss, *Spiroloculina affixa* Terquem, *Elphidium advenum* Cush., *El. javanum* Yabe et Asano, *El. simplex* Cush., *Nonion scapha* Fichtel & Moll, *Bolivina advena* Cush., *Bol. floridana* Cush., *Pavonina triformis* Parr, *Pav. flabelliformis* d'Orb., *Reussella miocenica* Cush., *Discorbis globularis* d'Orb. var. *bradyi* Cush., *Rotalia beccarii* Linné, *Rot. beccarii* Linné var. *dentata* Parker & Jones, *Rot. calcariformis* Schwager, *Rot. trochus* d'Orb., *Globorotalia* cf. *palmeræ* Cush. et Bermudez, *Asterigerina carinata* d'Orb., *Anomalina ammonides* Reuss, *An. grosserugosa* Gumb., *An. glabrata* Cush., *Anomalinella rostrata* Brady, *Cibicides mayori* Cush., *Cib.* aff. *mexicanus* Nuttall, *Planorbulina plana* Heron-Allen & Earland, *Plan. vulgaris* d'Orb.

Parmi ces formes, certaines comme *Elphidium advenum*, *El. simplex*, relativement nombreuses, *Discorbis globularis* var. *Bradyi*, étonnamment abondante, *Asterigerina carinata*, *Cibicides mayori*, *Planorbulina vulgaris* sont des formes qui vivent actuellement dans l'Océan Pacifique. D'autres, comme *Elphidium javanum*, *Bolivina advena*, *Bol. floridana*, *Pavonina triformis Reussella miocenica* et *Planorbulina plana* sont connues dans le Miocène des Indes Néerlandaises, de l'Australie et de la Nouvelle-Zélande.

3^{m}. — Visibles au-dessus du niveau de la mer, et constituant la base de la coupe, calcaires durs à Algues, Lamellibranches, Gastéropodes et Foraminifères abondants, parmi lesquels *Sporadotrema* cf. *cylindricum* Carter, décrit dans les calcaires à Lépidocyclines du Miocène de Java.

La microfaune trouvée dans ces dépôts nous permet ainsi de bien affirmer, pour la première fois, l'existence du Néogène marin en Nouvelle-Calédonie.

GÉOLOGIE. — *Témoins de la surface pliocène de* 200^{m} *de la Loire moyenne, dans les cols du Haut Charollais.* Note de M. **Philibert Russo**, transmise par M. Paul Fallot.

La surface d'aplanissement pliocène qui constitue le plateau de Neulize, se poursuit vers le Nord par les plateaux de Montagny, Couteuvre, Saint-Just-la-Montagne, à des cotes absolues de 530 à 550^{m}, correspondant, par rapport à la Loire, à une cote relative voisine de 200 (Chaput).

J'ai retrouvé cette même surface d'arasement, avec sables, cailloutis, quartz et chailles roulés, à des cotes absolues de même ordre, sur le pourtour occidental du massif surbaissé situé à l'est de Marcigny. (sud d'Oyé, 430; Saint-Christophe-en-Brionnais, 451 et 456; sud d'Amanzé, 438; Sainte-Foy, 450) et la cote de ces points, relativement à la Loire, demeure voisine de 200.

Aux abords de Prizy, un lambeau isolé apparaît. Au nord-est de la Clayette, vers Bois-Sainte-Marie et Gibles, existe la même surface, aux cotes absolues 456, 455, 443, 457^{m}. Au nord de Montmelard, (vers Vigousset), et dans le col qui, par l'Étang de Millade, conduit de la vallée de l'Ozelette à celle de Trembly, se montrent des dépôts, tout comparables, à la cote 462. De même encore, ils apparaissent au hameau de Vaux, sur le tunnel de Véresvres, et au hameau de l'Écousserie du Haut au sud de Suin. En ces deux points, ils sont à la cote 438.

Au col de l'Écousserie, j'ai recueilli une molaire d'équidé dont l'état de conservation, trop médiocre, n'a pas permis à M. Viret, qui a eu l'amabilité de l'examiner, d'en donner une détermination spécifique. Peut-être y pourrait-on voir, très dubitativement, *Equus Stenonis*.

Dans les cols de Vérosvre et de l'Écousserie, les assises sableuses reposent directement sur le substratum granitique et n'offrent qu'une épaisseur de 10^{m} environ contre 35^{m} au Bois du Lin. Elles paraissent avoir été fort érodées.

La pente d'ensemble de ces surfaces, arasées et portant des caillouitis, est, entre Neulize et le col de Suin, de 1,61 ‰, celle de la Loire, entre les projections sur elle de ces mêmes points, est de 1,43 ‰, soit à peine un peu plus faible. La série des surfaces d'arasement correspond à un seul ensemble, découpé par l'érosion ultérieure, et correspondant à un cours de la Loire antérieur au dépôt de la terrasse de 130^{m} de la Loire-Saône pliocène.

On doit remarquer que les dépôts des cols sont situés sur la crête de partage des eaux entre Saône et Loire. Quand ils se sont formés, ils devaient provenir de pentes dont la crête était plus orientale que la crête actuelle. Si l'on prolonge vers l'Est le profil transversal de cette surface pliocène de pénéplanation, on le voit s'élever à 800^{m} environ, précisément sur la ligne de reliefs qui, à cette altitude, s'étend du NNE au SSW à travers le Lyonnais et le Beaujolais, et au delà de laquelle, vers la Saône, les altitudes baissent très rapidement.

Cette ligne représenterait ainsi la crête originelle des dépôts situés à l'altitude relative 200. La Loire du Pliocène inférieur se continuant par la Bourbince et la Saône, décrivait ainsi, entre Roanne et Lyon, un vaste arc de cercle, passant de l'altitude 550 à celle de 290^m.

Les affluents de la Loire avaient donc une pente bien plus faible que ceux de la Saône. D'où érosion régressive bien plus active du côté Saône, recul vers l'ouest de la ligne de partage des eaux jusqu'à sa position actuelle, et attaque des dépôts dans les cols. Cette attaque est, au nord de Suin, suffisante pour avoir fait disparaître tous les témoins de la surface pliocène de 200^m.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Les éboulements dans les gypses. Inefficacité des travaux de reboisement.* Note de M. **Jean Messines**, présentée par M. Charles Jacob.

Un éboulement s'est produit au Breuil, commune de Puget-Théniers (Alpes-Maritimes), le 30 janvier 1948. Les communications furent interrompues pendant plusieurs semaines; un lac de barrage s'est même formé derrière l'amoncellement des terres éboulées, couvrant une dizaine d'hectares.

Étant donné la gravité des dommages, la question se posait aux Services publics d'examiner si des travaux seraient utiles pour éviter le retour d'un phénomène semblable. L'Administration des Eaux et Forêts en particulier, devait-elle envisager l'exécution de travaux de reboisement pour fixer les terrains en mouvement et de drainage pour assécher le sol ?

Les causes de cet éboulement sont multiples. Elles résultent :

a. Des conditions morphologiques et géologiques. — L'éboulement intéresse, sur la rive droite du Var, un versant en pente raide, couronné par une terrasse d'alluvions anciennes. Le socle en est formé par des marnes argileuses et des gypses du Trias supérieur, dont la masse a fait extrusion, par le jeu de la tectonique salifère, sur les flancs jurassiques de l'anticlinal du Gourdan.

b. Des conditions hydrologiques. — Les terrains sont minés par des eaux souterraines provenant de la montagne du Gourdan et qui sont encore grossies par celles du Var lui-même, affouillant le pied de la terrasse et pénétrant sous elle. Toutes ces eaux réapparaissent à l'aval, en une résurgence dans le lit du Var.

Ces eaux d'infiltration transforment les anhydrites en gypses. Des phénomènes de dissolution et de foisonnement se produisent dans ces gypses. Les eaux sulfatées agissent ensuite sur les argiles. Ces phénomènes de dissolution chimique et de désagrégation physique aboutissent à la formation de tout un réseau de cours d'eau souterrains et de grottes.

c. Des circonstances météorologiques. — A ces menaces d'ordre hydrogéologique, existant en puissance, se sont jointes, à la fin du mois de janvier 1948, des conditions météorologiques exceptionnelles : pluies ininterrompues du 23 au 29 janvier, soit pendant les huit jours précédant la catastrophe. Le total des précipitations a été de l'ordre de 170^{mm} dans la vallée.

Le mécanisme de l'éboulement, dès lors, est facile à comprendre. Une crue subite du Var et l'afflux violent des eaux d'infiltration de la montagne du

Gourdan ont empli et gorgé le réseau des cavernes et des galeries souterraines de la terrasse du Breuil. Sous la pression des eaux, une débâcle s'est produite par rupture d'une ou de plusieurs poches souterraines.

L'allure du dépôt de matériaux montre que ce ne sont pas seulement les forces de la pesanteur qui ont agi. Les forces de pression des eaux captives avec une forte composante horizontale se sont conjuguées aux premières pour projeter une partie des matériaux dans le sens horizontal et réaliser le barrage total de la vallée sur plus de 80 mètres de largeur. La dispersion des matériaux permet de reconnaître la manifestation d'une poussée interne considérable se traduisant par une sorte d'explosion.

L'éboulement du Breuil n'est pas unique en son genre. Il s'apparente à la catastrophe de Roquebillière en 1926. Diverses régions montagneuses des Alpes, où se manifeste la présence de gypses extravasés sont susceptibles de *foirer* dans des conditions analogues.

Au point de vue pratique, l'Administration forestière, chargée de la restauration et de la conservation des terrains en montagne, devra tenir le plus grand compte des enseignements qui découlent des considérations ci-dessus.

Il est évident que le reboisement, s'appliquant à la croûte superficielle serait inefficace puisque la dégradation de la montagne se produit à l'intérieur et se résume en un travail de sape dans la montagne. Un drainage, avec les moyens d'actions actuels ne pourrait être que superficiel et n'aurait pas de raisons d'être, car dans ces terrains, il serait illusoire de courir à la recherche d'une nappe aquifère ou d'un niveau de sources.

Notre conclusion sera que dans ce genre de terrains, et étant donné les forces naturelles en action, aucune intervention directe n'est possible et les travaux de reboisement seraient sans effet utile.

GÉOGRAPHIE DYNAMIQUE. — *Sur l'équilibre isostatique, la sédimentation et les transgressions marines.* Note de M. **Jean Lagrula**, présentée par M. Pierre Lejay.

Sédimentation et affaissement sont souvent étroitement liés : des dépôts effectués en eau peu profonde peuvent atteindre des puissances considérables. Nous allons confronter la théorie de l'isostasie et l'équilibre des vitesses de subsidence et de sédimentation dans le cas particulier où le niveau du dépôt est celui du géoïde.

Supposons l'isostasie respectée au début de la sédimentation, et adoptons la représentation schématique d'Airy, avec une épaisseur T d'écorce solide de densité moyenne d flottant sur un substratum visqueux de densité δ. Considérons ensuite une épaisseur h de sédiments de densité d'. Le niveau du sol étant demeuré celui du géoïde, le substratum a cédé sous l'action de la surcharge, mais, si la pesanteur seule est intervenue, l'écorce solide n'a pu être chassée tangentiellement. Elle a pu se dissoudre partiellement dans le

substratum : mais un tel phénomène, s'il était rapide, aurait pour conséquence un nivellement qui, en fait, n'existe pas; nous supposerons en première approximation sa vitesse négligeable devant celle de la sédimentation. Nous avons donc, avant de trouver le substratum, une épaisseur h de densité d' et une épaisseur T de densité d; cette dernière existait seule dans l'état initial supposé en équilibre isostatique. Nous sommes en présence d'un déficit de masse égal, par unité de surface, à $h(\delta - d')$ représentant la somme du déficit sédimentaire $h(d - d')$ et du déficit profond $h(\delta - d)$. Adoptant les valeurs numériques admises couramment : $T = 30^{km}$, $\delta = 3{,}27$, $d = 2{,}67$, avec une sédimentation d'épaisseur $h = 1^{km}$ et de densité $d' = 2{,}27$, on calcule facilement que l'aire considérée comporte un déséquilibre de 300^{m} environ.

Nous aboutissons à une incompatibilité entre l'équilibre isostatique et le phénomène de sédimentation au niveau du géoïde. Modifions notre schéma de façon à supprimer cette contradiction.

Première hypothèse. — Laissant constante la densité moyenne d de l'écorce, nous allons envisager des variations de la densité δ du substratum, telles que Joly les a admises comme conséquence de la radioactivité. La surface S du géoïde étant divisée en deux régions, l'une continentale (surface 0,3 S, densité 2,67, altitude moyenne initiale 1^{km}), l'autre océanique (surface 0,7 S, densité $1 + \varepsilon$, avec $\varepsilon = 0,\ 03$, profondeur moyenne 4^{km}), nous supposerons en première approximation que l'Océan repose directement sur le substratum visqueux de densité initiale $\delta = 3{,}27$.

Soient T et E les épaisseurs d'écorce correspondant respectivement aux altitudes 0 et 1^{km}. Les équations d'équilibre s'écrivent, en prenant le kilomètre comme unité

(1) $T\,d = 4(1 + \varepsilon) + (T - 4)\,\delta$ d'où $T = 14{,}9$,

(2) $E\,d = 4(1 + \varepsilon) + (E - 5)\,\delta$ d'où $E = 20{,}4$.

Supposons maintenant que, la densité du substratum étant devenue δ', l'épaisseur T se soit augmentée d'une couche sédimentaire puissante de 1^{km}, pour laquelle nous conserverons, en première approximation, la densité 2,67. Les nouvelles équations d'équilibre s'écrivent

(3) $(T + 1)\,d = 4(1 + \varepsilon) + (T - 3)\,\delta'$ d'où $\delta' = 3{,}22$,

(4) $E\,d = 4(1 + \varepsilon) + (E - 4 - x)\,\delta'$ d'où $x = 0{,}76$,

x étant la nouvelle altitude moyenne du continent. Elle correspond à une transgression marine de 240^{m} d'amplitude verticale; mais nous avons négligé le volume transgressif qu'on peut évaluer en tenant compte de la courbe hypsométrique de la surface du globe : la transgression s'en trouve réduite d'une dizaine de mètres.

Deuxième hypothèse. — Laissons constante la densité δ du substratum, mais supposons que, le continent ayant comporté une surcharge glaciaire d'épaisseur

moyenne e, cette épaisseur ait subi une variation Δe. L'altitude moyenne du continent et la profondeur moyenne de l'Océan ayant les valeurs initiales x et y, on a, la densité de la glace étant $1-\eta_1$, avec $\eta_1 = 0.08$,

$$Td = y(1+\varepsilon) + (T-y)\delta, \tag{5}$$

$$Ed + e(1-\eta_1) = y(1+\varepsilon) + (E-x-y)\delta. \tag{6}$$

La relation (5) suppose que le compartiment considéré n'a pas comporté de surcharge glaciaire. Le cas d'une telle surcharge sera traité dans une étude plus complète.

En différentiant les relations (5) et (6), avec $\Delta T = 1$, puis en écrivant la conservation de la masse, on a

$$\delta - d = [\delta - (1+\varepsilon)]\Delta y, \tag{7}$$

$$(1-\eta_1)\Delta e = (1+\varepsilon)\Delta y - \delta(\Delta x + \Delta y), \tag{8}$$

$$0,3(1-\eta_1)\Delta e = 0,7(1+\varepsilon)\Delta y. \tag{9}$$

La résolution du système (7), (8), (9) donne : $\Delta y = +0,27$, $\Delta e = -0,70$, $\Delta x = -0,16$. L'épaisseur moyenne de la glace continentale a diminué de 700^{m}, la profondeur moyenne de l'Océan a augmenté de 270^{m}, la transgression marine atteint une amplitude verticale de 160^{m}, auxquels il faut ici encore retrancher une dizaine de mètres pour tenir compte du volume transgressif.

Conclusions. — La sédimentation au niveau de l'Océan n'est compatible avec le maintien de l'équilibre isostatique qu'au cours d'une transgression marine. L'amplitude verticale de la transgression correspondant à une épaisseur sédimentaire de 1^{km} avec la densité 2,67, a été calculée soit dans le cas d'une diminution de la densité du substratum, entraînant une dilatation du globe, soit dans le cas d'une augmentation de la densité du système continent — calotte glaciaire, par fusion partielle de cette dernière (les glaces de banquise n'interviennent pas dans l'équilibre isostatique). Il ne s'agit que d'une première approximation. Des formules plus complètes feront l'objet d'une étude détaillée. La comparaison d'épaisseurs sédimentaires contemporaines peut nous renseigner sur les équilibres isostatiques et, par conséquent, sur l'importance des forces autres que la pesanteur qui ont dû intervenir. L'étude corrélative des anomalies gravimétriques des bassins sédimentaires présente un intérêt primordial.

GÉOMAGNÉTISME. — *Sur le champ magnétique à l'intérieur de la Terre.*

Note (*) de M. Antonio Gião.

De la théorie de l'effet mécano-magnétique (1) nous avons déduit (2) le champ magnétique extérieur $\vec{H}_{ext}$ et intérieur $\vec{H}_{int}$ engendré par la rotation

(*) Séance du 12 avril 1948.

(1) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1813; **225**, 1947, p. [illegible]; *Gazeta de Matemática*, nos **34-35**, Lisbonne, 1947.

(2) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 645.

constante d'une masse sphérique (même non électrisée). Avec les notations précédemment utilisées ([2]) les formules correspondantes s'écrivent

$$(1a)\qquad \vec{H}_{ext} = 2\frac{\xi}{\chi}\frac{(m_0)_e}{ec}K\gamma M_{rot}\left[3\sin\varphi\cos\varphi\,\vec{u}_n + (3\sin^2\varphi - 1)\vec{u}_3\right]\frac{1}{r^3},$$

$$(1b)\qquad \vec{H}_{int} = 6\frac{\xi}{\chi}\frac{(m_0)_e}{ec}K\frac{M_{rot}}{a^3}$$

$$\times\left\{\left[\left(\frac{r^2}{a^2} - \frac{5}{6}r\frac{\partial b}{\partial r}\right)\sin\varphi - \frac{5}{6}\cos\varphi\frac{\partial b}{\partial\varphi}\right]\cos\varphi\,\vec{u}_n + \left[\frac{5b}{3} + \frac{r^2}{a^2}(\sin^2\varphi - 2) + \frac{5}{6}\left(r\frac{\partial b}{\partial r}\cos\varphi - \sin\varphi\frac{\partial b}{\partial\varphi}\right)\cos\varphi\right]\vec{u}_3\right\}.$$

La condition de la continuité des composantes tangentielles du champ sur la surface de la sphère ($r = a$) prend la forme suivante, en désignant par les indices zéro les valeurs pour $r = a$

$$(2)\qquad \left(\frac{\partial b}{\partial r}\right)_0 - \frac{2}{a}\sin\varphi\cos\varphi\frac{\partial b_0}{\partial\varphi} = \frac{2}{5a}(6 - 5b_0 - \gamma).$$

[Remarquons que lorsque $\gamma = 1$ (densité et vitesse de rotation à symétrie sphérique) les composantes normales sont continues aussi et l'on a $(\partial b/\partial r)_0 = 0$ et $b_0 = \gamma$ quand on pose $\partial b_0/\partial\varphi = 0$.]

1° *Variation de la composante horizontale avec la profondeur.* — Soit $d = a - r$ la profondeur d'un point. Désignons par H_d la composante horizontale de $\vec{H}_{int}$ pour la profondeur d et par H_0 la valeur de $\overline{H}_d$ pour $d = 0$ sur la même verticale. En posant $r = a - d$ dans (1 b) on en déduit facilement

$$(3)\qquad \overline{H}_d - \overline{H}_0 = \frac{1}{\gamma}\left[5(b_0 - b_d) - 12\frac{d}{a}\right]\overline{H}_0$$

dans le voisinage de la surface de la Terre [lorsque d est de l'ordre de quelques kilomètres, les termes en d^2/a^2 de (1 b) sont tout à fait négligeables vis-à-vis des termes d/a puisque $a = 6367$ kilomètres]. La condition (2) donne d'ailleurs dans le voisinage de $d = 0$, en ne tenant pas compte de la petite influence de $\partial b_0/\partial\varphi$

$$(4)\qquad b_0 - b_d = \frac{2}{5}(6 - 5b_0 - \gamma)\frac{d}{a}$$

et (3) devient

$$(5)\qquad \overline{H}_d - \overline{H}_0 = -2\left(1 + 5\frac{b_0}{\gamma}\right)\overline{H}_0\frac{d}{a},$$

relation qui généralise la formule (5) de la Note précédente ([2]). On voit donc que *la composante horizontale du champ magnétique diminue avec la profondeur.* Pour obtenir les valeurs observées à $d = 1\,463^{m}$ dans une mine du Transvaal ([3]),

([3]) A. L. Hales and D. I. Gough, *Nature*, 160, 1947, p. 746.

il suffit de poser $b_0/\gamma \simeq 2,5$, tandis que les valeurs observées dans une mine du Lancashire ([4]) à $d = 1300^m$ se déduisent de (5) avec $b_0 \simeq \gamma$.

2° *Variation de la composante verticale avec la profondeur.* Soit V_d la composante verticale de $\overrightarrow{H}_{int}$ pour $r = a - d$ et V_0 la valeur de V_d pour $V = 0$ sur la même verticale. De (1 *b*) et de (4) on déduit sans difficulté

$$V_d - V_0 = 2\left(1 + \frac{\gamma}{5b_0 - 3}\right) V_0 \frac{d}{a}. \tag{6}$$

On voit donc que, contrairement à la composante horizontale, *la composante verticale augmente avec la profondeur* partout où la condition $5b_0 > 3$ ou $5\beta_0 + \gamma < 3$ est satisfaite, ce qui est le cas général. Par exemple, au Transvaal ($b_0/\gamma \simeq 2,5$) et au Lancashire ($b_0/\gamma \simeq 1$) on a respectivement :

$$V_d - V_0 = \frac{6}{2\gamma - 3}(\gamma - 1) V_0 \frac{d}{a} \quad \text{(Transvaal)}, \tag{7 a}$$

$$V_d - V_0 = \frac{6}{5\gamma - 3}(2\gamma - 1) V_0 \frac{d}{a} \quad \text{(Lancashire)}. \tag{7 b}$$

On a donc dans les deux régions une *augmentation* de la composante verticale avec la profondeur, puisque la constante $\gamma (\leq 1)$ diffère peu de l'unité dans le cas de la Terre (petits écarts de la distribution de la densité à l'intérieur de la Terre par rapport à une distribution à symétrie sphérique). En posant comme précédemment ([2]) $\gamma = 0,8$ on obtient donc

$$V_d - V_0 = 0,85\, V_0 \frac{d}{a} \quad \text{(Transvaal)} \quad \text{et} \quad V_d - V_0 = 3,6\, V_0 \frac{d}{a} \quad \text{(Lancashire)},$$

tandis qu'avec $\gamma = 0,7$ on aurait

$$V_d - V_0 = 1,12\, V_0 \frac{d}{a} \quad \text{(Transvaal)} \quad \text{et} \quad V_d - V_0 = 4,8\, V_0 \frac{d}{a} \quad \text{(Lancashire)}.$$

Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que (7 *b*) montre que l'on a $\gamma > 0,6$ pour le globe terrestre.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Origine de certaines formes d'atmosphériques.* Note de M. **René Rivault**, présentée par M. Pierre Lejay.

Les enregistrements des formes d'atmosphériques permettent dans certains cas (types 4), de connaître la distance de l'éclair émetteur ([1]); sa localisation serait complète si l'on disposait de l'indication simultanée d'un goniomètre

---

([4]) S. K. Runcorn, *Month. Not. Roy. Astr. Soc. Geophys. Supp.*, 1948, sous presse (analysé dans *Science To-Day*, 3, 1948, n° 72).

([1]) R. Rivault, *Comptes rendus*, 221, 1945, p. 540 : Note préliminaire du *L. N. R.*, n° 65.

cathodique ([2]). Mais, lorsque cette distance est faible, l'atmosphérique suivi de ses échos produit généralement sur l'écran goniométrique une figure complexe d'allure elliptique où l'orientation du demi grand axe ne donne que grossièrement la direction de la source. Le procédé n'est applicable que pour des distances supérieures à 500^{km} environ; au-dessous de cette valeur, et pour les autres types d'atmosphériques ne permettant pas la télémétrie, il est nécessaire de disposer de deux goniomètres cathodiques situés aux extrémités d'une base de plusieurs centaines de kilomètres.

Nous utilisons deux goniomètres, l'un à Poitiers, l'autre à Bagneux, dont les opérateurs sont reliés par téléphone. L'appareil de Poitiers est asservi automatiquement aux dispositifs d'enregistrement de formes de la façon suivante : la tension rectangulaire positive qui commande le Wehnelt du tube cathodique des formes pendant la durée d'un balayage de l'écran (de 0,5 à 20 millisecondes environ) débloque la tension positive, provenant de l'amplificateur de lever de doute, qui module le Wehnelt du tube goniométrique. On n'obtient ainsi que les directions des atmosphériques dont les formes sont enregistrées. Deux tubes goniométriques sont en service, l'un, dont les indications sont photographiées par une caméra actionnée en synchronisme avec la caméra des formes, l'autre, à écran rémanent, permettant l'observation et la communication immédiate par téléphone des directions relevées à l'opérateur du goniomètre de Bagneux et le contrôle des indications de celui-ci. L'analyse des résultats fut, d'autre part, facilitée par les enregistrements permanents des goniomètres à secteur étroit de Bagneux, Rabat et Bordeaux.

Les premiers essais de ce dispositif eurent lieu quotidiennement de 20 à 23 heures TMG environ, du 25 septembre au 24 octobre 1947. Nous nous proposions de différencier les origines respectives des formes 3, trains d'ondes sinusoïdales amorties, et des formes 4 et, particulièrement, de voir si le grand nombre d'échos caractérisant certains types 4 d'automne était dû à la plus grande distance ou à la nature et à l'emplacement des foyers.

Les cartes météorologiques montrent que pendant cette période des dépressions venant généralement d'Espagne se déplacent d'Ouest en Est sur le bassin méditerranéen en devenant orageuses; elles s'amortissent en Méditerranée centrale, entre la Tunisie, l'Italie, la Sardaigne et la Corse, où elles se comblent lentement sur place. C'est ce qui s'est produit du 27 au 30 septembre, du 2 au 5, du 5 au 14 et du 18 au 26 octobre. Aux formes classiques du type 3, provenant généralement de foyers océaniques lointains goniométrés dans le quart Sud-Ouest, s'ajoutent alors des formes du type 4 originaires du quart Sud-Est. Les indications goniométriques et les distances de 500 à 1200^{km} obtenues par télémétrie à partir de ces atmosphériques s'accordent pour situer

([2]) A. HAUBERT, *Un goniomètre cathodique pour atmosphériques* (Note préliminaire du *L. N. R.*, n° 66).

les éclairs sur les côtes méditerranéennes. Lorsque les dépressions se comblent sur place et que l'activité orageuse s'affaiblit, ces formes 4 se modifient : les échos s'élargissent, les crêtes d'amplitude s'arrondissent et décroissent plus rapidement, rapprochant ces formes des types 3 et 5 et rendant la télémétrie moins aisée. Il est permis de penser que cette évolution est l'indice d'une modification physique de la décharge électrique en fin d'activité orageuse.

Des types 4 d'automne, à grand nombre d'échos peu amortis, provenant des foyers situés au nord de l'Italie, à une distance de 1000 à 1500^{km}, ne furent que trop rarement enregistrés pour qu'on put en tirer quelque conclusion.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur la guerre, la bombe atomique, la pluie, la sécheresse, le beau temps et le régime Bikinien.* Note de M. **André Debierne**

On a envisagé à diverses reprises l'influence des opérations de guerre sur les conditions atmosphériques et les phénomènes météorologiques. Je citerai d'abord le cas des torpillages des navires pétroliers dans les mers chaudes. Sans qu'il y ait eu, je crois, de publications à ce sujet, c'était pendant l'occupation ; on a considéré que la mince couche d'huile minérale qui se répandait à la surface de la mer pouvait diminuer l'évaporation, la quantité d'eau susceptible de se transformer en pluie et expliquer la sécheresse qui a sévi en certaines régions. Je ferai une remarque à ce sujet. Si l'on suppose qu'une certaine quantité d'eau, même très petite, se trouve à l'état dissous dans le pétrole, ce qui est tout à fait probable, l'équilibre thermodynamique exige que la tension de la vapeur d'eau soit la même dans les deux phases en contact. Cependant en régime dynamique d'évaporation, pour une couche de pétrole d'épaisseur notable, l'évaporation est certainement diminuée fortement. Mais si l'on considère que l'effet attendu ne peut être important qu'avec une très grande surface couverte, c'est-à-dire une couche de pétrole infiniment mince, il est très possible que l'évaporation ne soit pas fortement modifiée par la présence de l'huile. Cela pourrait faire l'objet d'expériences directes.

D'autre part j'ai montré ([1]), avant l'expérience de Bikini, que les explosions, spécialement celle de la bombe atomique, devaient provoquer dans l'air la formation d'une grande quantité de gaz nitriques pouvant se transformer en un nombre extraordinairement grand de *centres moléculaires* de condensation dont l'action sur les phénomènes atmosphériques devait être très importante. Jusqu'à présent, à ma connaissance, aucun argument scientifique n'a été formulé contre la formation des gaz nitriques (paraissant d'ailleurs confirmée par la coloration rougeâtre du nuage de Bikini, vapeurs nitreuses) ni contre

---

([1]) *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 1124; **222**, 1946, p. 1352; **224**, 1947, p. 1220.

la théorie de centres moléculaires de condensation et les conséquences qu'on pouvait en tirer sur les conditions atmosphériques.

Après l'explosion de la bombe atomique et la formation du nuage initial, qui doit occuper un volume considérable et s'étendre à une très grande hauteur par rebondissement des gaz sur le sol, les courants atmosphériques peuvent déterminer sa séparation en plusieurs masses secondaires dont les dimensions deviendront de plus en plus grandes et qui circuleront dans l'atmosphère. Après un certain temps, comme les causes de disparition des centres moléculaires nitriques sont peu importantes, il y aura des régions très étendues de l'atmosphère où la concentration des centres de condensation sera tout à fait anormale, ce qui déterminera un régime particulier au point de vue météorologique que je désignerai sous le nom de *régime bikinien*.

On peut imaginer qu'en régime bikinien, par temps découvert, il restera toujours en suspension dans l'air un très grand nombre de particules d'eau infiniment petites et que le bleu du ciel ne sera jamais très pur ni le soleil très ardent. Un aspect légèrement laiteux paraît assez caractéristique. Par temps couvert, la pluie sera rare, jamais très violente, et principalement constituée par de petites gouttes. Des nuages très sombres peuvent, malgré leur apparence, ne pas se résoudre en pluie. Dans l'ensemble, en régime bikinien, la quantité d'eau tombée pourra être anormalement petite, quoiqu'une pluie fine puisse persister longtemps. Cependant la masse d'eau accumulée dans l'atmosphère sous forme de particules très petites peut devenir très grande et provoquer des phénomènes exceptionnels.

Pour la vie journalière le régime bikinien est plutôt agréable, l'air n'est jamais très sec ni trop chaud, ni les pluies très fortes, mais il pourra arriver que la terre reste sèche pendant de longues périodes et qu'elle ne soit que rarement très mouillée à une certaine profondeur. Or la terre mouillée paraît nécessaire à certains stades de la végétation, elle joue également un rôle qui peut être important dans la température du sol. Le dégagement de chaleur au moment de la congélation et l'absorption de chaleur pendant la vaporisation empêchent les températures extrêmes, gelées profondes et dessèchement rapide. La sécheresse de la terre paraît être le principal résultat à craindre d'un régime bikinien prolongé.

En considérant les états atmosphériques qui ont caractérisé les dernières années dans nos régions tempérées, il m'apparaît comme certain que pendant de longues périodes, ils rappellent d'une manière frappante ce que nous pouvons prévoir du régime bikinien. Les conséquences ont été nettement désastreuses pour les récoltes et pour l'accumulation de l'eau dans les réservoirs d'eau des usines hydroélectriques.

La disparition rapide des masses atmosphériques bikiniennes est peu probable. On doit plutôt craindre l'augmentation de leur volume par dispersion naturelle.

En conclusion je pense que les explosions de bombe atomique constituent un danger sérieux pour les différentes régions du globe. Les autorités qui ordonnent et organisent de telles expériences ont une grande responsabilité.

PHYTOPHARMACIE. — *Valeurs comparées du sel d'ammonium de l'hexanitrodiphénylamine et du sulfate de cuivre dans la prophylaxie du mildiou de la Vigne.* Note de M. **Pierre Gavaudan** et Mlle **Germaine Debraux**, présentée par M. Louis Blaringhem.

L'avenir des recherches de thérapeutique et de prophylaxie des maladies cryptogamiques des végétaux est lié à la possibilité d'étudier rapidement au laboratoire, en toute saison, la valeur réelle des composés. C'est l'utilisation d'une méthode comportant ces avantages (1) qui nous a permis d'examiner la valeur de plus de 150 substances organiques ou organo-métalliques. La méthode de culture de *Plasmopara viticola* sur feuilles de Vigne isolées nous permet à la fois d'entretenir le parasite *en permanence* au laboratoire (depuis 2 ans) et de déterminer la *valeur prophylactique* des substances; cette dernière est définie : 1° par la toxicité pour les conidies du mildiou; 2° par l'innocuité pour la feuille de Vigne; 3° par la rétention sur la feuille et par la solidité à l'air et à la lumière de la substance. Le prix de revient élevé des préparations cupriques et la rareté du cuivre dans les pays non producteurs ont suscité depuis longtemps des recherches destinées à améliorer les conditions d'utilisation de ce métal en le faisant entrer dans des combinaisons organiques, à lui substituer d'autres métaux, enfin même à employer des molécules entièrement organiques.

Nous avons étudié un assez grand nombre de composés organiques contenant des métaux, tels que benzoylacétonates, méthyl ou diméthyl et diphényldithiocarbamates, sels d'acides aminés, sulfanilates, anthranilates, complexe acridine-cuivre, sel de cuivre de l'*o*-hydroxyquinoléine. Nous sommes d'accord avec J. G. Horsfall (2) pour penser que l'on gagne pratiquement bien peu de chose à faire entrer le cuivre dans des combinaisons organiques.

Nous avons poussé nos recherches dans une autre direction, celle des substances purement organiques; Truffaut et Pastac s'étaient engagés dans cette voie sans obtenir de résultats intéressants et L. Pastac (3) a attribué cet échec à l'absence de solidité à la lumière des composés étudiés qui étaient des colorants. L'intérêt de la bouillie bordelaise réside dans son adhésivité et dans l'établissement permanent dans les eaux de rosée d'une concentration efficace d'un toxique stable, cette concentration étant longtemps assurée en vertu d'un équilibre avec l'insoluble.

---

(1) G. Debraux et P. Gavaudan; *Gallica biologica Acta*, **1**, 1948, p. 3-10.

(2) *Fungicides and their action*, 1945, p. 3, chap. XI.

(3) *Revue de Viticulture*, décembre 1945, p. 1-12.

Nous avons cherché s'il était possible d'obtenir un résultat semblable au moyen de composés organiques stables adsorbés et libérés progressivement. L'étude de substances organiques plus ou moins toxiques pour divers tests et de systèmes adsorbants divers nous a conduits à retenir le sel d'ammonium de l'hexanitrodiphénylamine ou *aurantia*, connu comme matière colorante et comme substance inhibitrice de la caryocinèse [M. V Faworsky (4) et P. Gavaudan (5)]. Cette substance, de fabrication facile, peu coûteuse et stable à l'air et à la lumière, empêche régulièrement et complètement le développement du mildiou de la Vigne sur feuilles isolées dès la concentration de $0^g,011$ par litre. Elle offre une grande marge de sécurité d'emploi car elle ne lèse la feuille qu'à partir d'une concentration vingt fois plus forte. Cette substance est supérieure au diméthyldithiocarbamate de zinc (Schering) et au 1.3-dinitro 4-sulfocyanobenzène (Bayer) préconisés antérieurement.

On met à profit le principe de l'adsorption de la substance (bouillie à $0^g,120$ par litre) par une bouillie au caséinate de calcium additionnée de sulfate d'aluminium servant à neutraliser et à augmenter le volume de l'excipient; l'aurantia se fixe dans les eaux de pluie ou de rosée à une concentration qui demeure suffisante pendant très longtemps comme le montrent des lavages expérimentaux. Des expériences au laboratoire et sur le terrain ont montré que dans ces conditions d'utilisation l'aurantia possède un pouvoir prophylactique égal à celui d'une bouillie bordelaise à 2 % de sulfate de cuivre.

Si l'emploi de cette substance ne représente pas la solution définitive du remplacement du cuivre dans la prophylaxie du mildiou de la Vigne, son étude aura montré quelques principes généraux directeurs pour d'autres recherches.

GÉOGRAPHIE BOTANIQUE. — *Les caractères floristiques de la Nouvelle-Calédonie.*

Note de M. **André Guillaumin**, présentée par M. Louis Blaringhem.

L'achèvement de la *Flore phanérogamique de la Nouvelle-Calédonie* à laquelle je travaille depuis 1909 permet de résumer les caractères de la végétation de la France australe. Ces conclusions précisent l'exposé que j'en ai fait en 1921 (1).

Le nombre des familles a été porté de 136 à 172, mais en partie à la suite du démembrement de certaines d'entre elles. Aucune n'est spéciale; néanmoins les Balanopsidacées ne sont représentées en dehors de la Nouvelle-Calédonie qu'à Vanua-Lava dans les îles Banks et à Rockingham bay du Queensland.

---

(4) *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, **25**, 1939, p. 71-74.

(5) *Pharmacodynamie de l'inhibition de la caryocinèse, Thèse* État, Pharmacie, Paris, n° **10**, 1945, p. 164.

(1) F. Sarasin et J. Roux, *Essai de géographie botanique de la Nouvelle-Calédonie* (*Nova Caledonia, Botanique*, **1**, p. 256-295).

En 1921, j'avais relevé 600 genres dont 99 endémiques; le nombre s'élève maintenant à 861 dont près de 1/8 sont endémiques. Le nombre des espèces endémiques connues en 1921 qui était de 1694 approche maintenant de 1850 sur un total de près de 3100, ce qui est l'un des plus forts pourcentages connus.

On a été amené à décrire depuis 25 ans un nombre important d'espèces nouvelles et il s'en trouve encore d'autres à faire connaître; les introductions volontaires : plantes alimentaires ou ornementales, Graminées pour améliorer les pâturages, ainsi que les introductions fortuites se sont multipliées, atteignant déjà près de 18 %. Il est vraisemblable qu'à la suite du séjour des Américains, on constatera la présence de nouvelles adventices.

Ces plantes introduites diffèrent essentiellement des plantes autochtones parce que la majorité sont herbacées, tandis que les espèces néo-calédoniennes sont en très grande majorité (près de 80 %) ligneuses. C'est là un caractère tropical, bien que la Nouvelle-Calédonie, quoique située presque sous le tropique, jouisse d'un climat tempéré comparable à celui des rives de la Méditerranée (23°,5 de moyenne annuelle). De plus, les plantes endémiques de la Nouvelle-Calédonie ont un aspect nettement xérophile, ce qui s'explique par le fait que, si les chutes annuelles de pluie dépassent un mètre, le relief de l'île qui atteint 1650^{m}, sa faible largeur (60^{km} à peine) qui la laisse balayer par des vents violents, le rayonnement intense dû à la couleur rouge et verte des roches et la faible nébulosité amènent un ruissellement rapide et une évaporation intense.

Parmi les plantes non endémiques, le plus grand nombre se retrouve en Australie, surtout au Queensland (près de 1/10); suivent ensuite, presque à égalité, celles de Malaisie et de Nouvelle-Guinée et, sensiblement en même proportion, celles de Polynésie, tandis que le nombre de celles communes à la Nouvelle-Calédonie et à la Nouvelle-Zélande est infime.

On peut donc concevoir que sur un fond canaque à éléments anciens, de type australien quoique spécial, se sont superposés des types malayo-papou et polynésien; enfin, en dernier lieu, l'élément adventice provenant de tous les points du globe.

Heckel a prétendu que la flore néo-calédonienne était indienne, Rickli qu'elle était malaise, tandis que Grisbach soutenait qu'elle était complètement distincte, enfin Engler incorporait la Nouvelle-Calédonie à son *Araucariengebiet* avec le Queensland et l'île nord de la Nouvelle-Zélande (dans cette dernière, il n'y a d'ailleurs pas d'*Araucaria*).

En réalité, il n'y a que des affinités secondaires avec la région indo-malaise par l'intermédiaire des Nouvelles-Hébrides, des îles Salomon, Bismarck, de l'Amirauté et la Nouvelle-Guinée, avec l'Australie de l'autre, mais les points de ressemblance ne sont frappants qu'avec l'étroite bande du Queensland et la mer et les Nouvelles-Hébrides; la flore de Nouvelle-Calédonie offre des caractères spéciaux. Je persiste donc à croire qu'il faut considérer les Nouvelles-

Hébrides, la Nouvelle-Calédonie et la partie du Queensland précitée comme constituant un domaine floral propre se divisant en trois régions : néo-hébridaise, néo-calédonienne et le Queensland oriental.

Si l'envahissement par la flore adventice constitue souvent un fléau, comme c'est le cas pour le *Lantana* en Nouvelle-Calédonie, la flore autochtone ne paraît pas menacée bien que les feux de brousse sévissent là aussi. Le relief du sol entrave d'ailleurs leur extension, et ils sont localisés sur la côte ouest où se trouvent les seules plaines propres à l'élevage. On a attribué la formation de ces étendues herbeuses parsemées de Niaoulis (*Melaleuca Leucadendron*) justement à une déforestation que l'homme aurait réalisée par le feu. Il est toutefois frappant qu'elles correspondent exactement à des formations géologiques déterminées : jurassique, crétacé et éocène et ne se sont guère étendues depuis l'occupation européenne ; on ne voit pas pourquoi les indigènes auraient incendié la forêt puisqu'ils n'avaient pas de bétail et effectuaient le plus souvent leurs cultures vivrières en terrasses.

PHYSIOLOGIE DES SENSATIONS. — *Anosmies partielles et odeurs fondamentales.* Note de M. **Marcel Guillot**, transmise par M. Léon Binet.

J'ai signalé antérieurement ([1]) la fréquence relative, chez des individus par ailleurs normaux et sensibles à toutes les autres odeurs, d'anosmies permanentes à une seule, quelquefois à deux ou trois, substances odorantes bien définies. J'ai depuis étendu mes observations et, à l'heure actuelle, j'ai établi le début de liste suivant de substances à anosmies :

1. Exaltolide (et tous autres muscs à grand cycle).
2. Muscs stéroïdes de Ruzicka.
3. Acide cyanhydrique (odeur d'amande amère).
4. Ambre gris (odeur ambrée spéciale).
5. Salicylate de benzyle.
6. Méthylionone (odeur de violette en fleur).
7. Farnésol (odeur de tilleul en fleur).
8. Sclaréol (odeur de bois).

Le cas des deux premiers types d'anosmie est particulièrement intéressant, à plusieurs titres. D'abord parce que ces deux groupes de substances (muscs à grands cycles et stéroïdes musqués) ont *même odeur*, ou du moins des odeurs extrêmement voisines. Les anosmies correspondantes sont cependant totalement indépendantes le plus souvent. J'ai relevé un cas d'anosmie aux stéroïdes seuls, de nombreux cas d'anosmie aux grands cycles seuls, et un seul cas d'anosmie aux deux à la fois. Dans ce dernier cas, la sensibilité aux muscs nitrés (dont l'odeur est encore la même, à peu de chose près) était cependant

([1]) Communication Société de Biologie, mai 1947 (à l'impression).

normale. Cette indépendance a été confirmée par des expériences qu'a bien voulu entreprendre à ma demande J. Le Magnen ([2]). Par la méthode des cosaturations, il a constaté l'indépendance des mécanismes de perception des muscs à grands cycles et des muscs nitrés, malgré la grande analogie d'odeur. D'autre part, il a découvert ([3]) que l'anosmie à l'exaltolide était liée au sexe, qu'elle constituait la règle chez l'homme adulte et l'exception chez la femme, surtout après la puberté. Enfin, que chez cette dernière, la sensibilité varie au cours du cycle menstruel.

J'ai observé par ailleurs que, dans le cas du sclaréol, c'est l'anosmie qui est de règle, l'odeur n'étant perçue que par de très rares individus.

Quelles hypothèses peut-on formuler sur le mécanisme de ces phénomènes?

La plus simple est d'imaginer que chaque substance donnant lieu à une anosmie permanente, chez un individu, touche chez les autres un seul type de cellules sensorielles, absentes chez le sujet considéré. Ou encore, ce qui revient au même, que la cellule sensorielle spécifique étant présente, une partie du réseau nerveux qu'elle commande est interrompue (lacune ou lésion), l'ensemble du mécanisme sensoriel ne pouvant fonctionner. Cette hypothèse est probablement en défaut, au moins dans le cas de l'exaltolide, où des facteurs humoraux interviennent de toute évidence. Il est dans ce cas vraisemblable que le mécanisme sensoriel est inhibé, soit par défaut de concentration des humeurs en une substance sensibilisante, soit au contraire par excès anormal d'une substance antagoniste agissant en un point du circuit sensoriel.

Quelle que soit, dans chaque cas, la part de ces diverses causes possibles, on est amené de toute façon à conclure que chaque type d'anosmie correspond à un type de perception indépendant, c'est-à-dire à une *odeur fondamentale*. Il n'est pas inconcevable qu'une seule anosmie puisse correspondre à la déficience simultanée, chez l'individu considéré, de deux ou trois mécanismes différents, si l'odeur est complexe. Mais dans ce cas on observerait chez le même individu une série de parosmies connexes, correspondant à d'autres substances, dont l'odeur comporterait une des mêmes fondamentales. Tel n'est pas le cas. Les anosmies signalées sont toujours exemptes de parosmies annexes. Un autre fait remarquable est que, lorsque deux substances ont même odeur, il se peut que l'une donne seule lieu à une anosmie (odeur fondamentale unique), tandis que l'autre a une odeur manifestement complexe, qui correspond à un équilibre à plusieurs fondamentales (indépendantes d'ailleurs de la précédente).

On est ainsi amené à considérer la liste précédente des anosmies comme un commencement de liste des odeurs fondamentales. De plus, l'étude d'un certain nombre de cas de parosmies permanentes, chez des sujets anormaux, m'a permis de noter une insensibilité à une nuance nettement individualisée de

([2]) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 753.

([3]) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 694.

l'odeur des substances suivantes (odeur qui est évidemment complexe) :

Lewisite (chlorovinylarsine)....	nuance feuille de géranium
Scatol........................	nuance fécaloïde suffocante.

Il me semble bien qu'il s'agit ici encore d'anosmies partielles, l'une des fondamentales n'étant pas perçue. La liste donnée s'augmenterait donc de deux unités encore.

Remarquons que la plupart des odeurs caractéristiques restent en dehors de cette liste (odeurs de fleurs : rose, jasmin, œillet, etc.; de fruits : citron, pêche, etc.; odeurs d'anis, de camphre; odeurs acides, vertes, animales, sulfureuses, etc.). Ce fait, lié à celui que la seule odeur de musc intéresse *au moins trois* fondamentales, fait entrevoir chez l'homme un nombre de plusieurs dizaines, peut-être de plusieurs centaines de fondamentales, en contradiction avec les tentatives de simplification antérieure (Linné, Zwaardemaker, Crocker et Henderson) [4].

ÉLECTROPHYSIOLOGIE. — *Le problème de la propagation de l'onde de décharge dans l'organe électrique du Gymnote (Electrophorus electricus).* Note de Mme **Denise Albe-Fessard**, MM. **Carlos Chagas**, **Antonio Couceiro** et **Alfred Fessard**, présentée par M. Louis Lapicque.

L'Anguille électrique (*Électrophorus electricus*) est occupée sur les 4/5 de sa longueur par un volumineux organe composé d'environ 6000 feuillets élémentaires, qui sont disposés perpendiculairement à l'axe du corps. Pour tirer de ce montage en série le maximum de tension, l'animal devrait pouvoir exercer une commande nerveuse simultanée sur tous les feuillets. Chaque onde de la décharge rythmique durant seulement 2 à 3 msec., c'est en tout cas en moins d'un millième de seconde que tout l'organe devrait être mis en action : or sa longueur peut atteindre ou même dépasser le mètre. La tension totale pouvant approcher des 600 volts que suppose la mise en série parfaite des feuillets, nous devons nous attendre à trouver des vitesses de propagation de l'ordre du km/sec au moins. De telles vitesses ont été trouvées en effet, mais les auteurs qui les déterminèrent [1], [2] admettaient implicitement une extension unidirectionnelle des ondes de la tête vers la queue.

Contrairement à cette manière de voir, nos recherches ont révélé que la décharge s'amorce dans une région centrale, généralement située vers la fin du premier tiers ou quart céphalique de l'organe principal. A partir de ce point

(4) *Voir* H. Piéron, *La Sensation, guide de vie*, Paris, 1945, p. 192.

(1) C. W. Coates, R. T. Cox, W. A. Rosenblith et M. V. Brown, *Zoologica*, 25, 1940, p. 249.

(2) C. Chagas, *Annais da Acad. brasileira de Ciencias*, 19, 1947, p. 113.

de départ, elle s'étend dans des sens opposés, et la méconnaissance de ce fait avait conduit les précédents auteurs à surestimer la vitesse du phénomène.

Nous utilisions, pour nos mesures, un tube cathodique à deux faisceaux, permettant l'enregistrement des décharges apparaissant dans deux segments contigus (pour certaines raisons techniques en effet, une électrode commune nous était imposée). En déplaçant notre fourchette de trois électrodes, nous parvenions à situer approximativement le point de départ de l'onde de décharge. Des fluctuations importantes dans les décalages (mesurés à moins de 0,05 msec. près) montrent que ce point est loin d'être fixe.

La vitesse réelle de propagation longitudinale reste élevée, soit environ 250 m/sec dans la région caudale, où elle est la plus faible : vitesse encore trop grande pour qu'il soit vraisemblable de l'attribuer à une conduction nerveuse. Nous avons d'ailleurs, pour la conduction médullaire, trouvé des vitesses comprises entre 20 et 40 msec, et pour les nerfs électriques transversaux 4 à 10 m/sec.

La propagation en direction transversale, quoique portant sur des distances plus petites, pose également un problème, du fait de l'inégalité des trajets nerveux qui atteignent les différents éléments de chaque feuillet, jointe à la faible vitesse de conduction des nerfs électriques. Dans ces conditions, lorsqu'on stimule isolément, par l'intermédiaire de ses nerfs, une tranche d'organe prélevée sur un poisson, on ne s'étonne pas de voir l'onde étaler ses composantes sur 8-10 msec, alors que la réponse élémentaire (d'après nos récentes déterminations) dure de 1,2 à 2 msec. Mais la même tranche aurait fourni en place (réception par électrodes rapprochées) des ondes de 2-3 msec seulement

Il convient donc de rechercher par quel mécanisme physiologique particulier se réalise ce synchronisme approximatif de toutes les décharges élémentaires, en dépit de conditions défavorables qui laissent attendre une dispersion des composantes sur plusieurs centièmes de seconde.

MORPHOGÉNÈSE. — *Mécanique gastruléenne de l'œuf de Truite* (*Salmo*).

Note de M. **Charles Devillers**, présentée par M. Louis Fage.

Dans la gastrulation des téléostéens, par suite de la présence d'une énorme masse vitelline inerte, l'épibolie revêt une ampleur remarquable puisqu'elle amène un germe de 60/100 de millimètre de diamètre à englober une sphère d'au moins 5^{mm}. Au cours de ce processus, la pellicule exo-ovulaire (Devillers) ([1]) doit jouer un rôle important par ses capacités d'extension et de rétraction.

Si nous excisons cette pellicule et les cellules attenantes sur une morula,

([1]) *Arch. d'Anat. micros.* (à l'impression).

l'expansion du cortex vitellin (pellicule + membrane cellulaire) vient en quelques heures recouvrir la surface dénudée du germe; celui-ci s'est roulé en boule puis, pressé par la tension corticale, s'enfonce dans le vitellus; un blastocèle s'y creuse. En retard de 4 à 5 jours sur le développement normal, se déclenche l'épibolie et un embryon se différencie. Le déficit cellulaire provoqué par l'excision n'altère donc pas les mouvements morphogénétiques ([2]). En retournant le germe nous réalisons, sans perte notable de matériel, une expérience de même ordre : une morula (ou une blastula) détachée de son vitellus est recollée sur le syncytium par sa face supérieure, lésée en un point pour permettre l'adhérence; l'ancienne base, dépourvue de pellicule, devient la surface supérieure. Tant que les cortex du blastodisque et du vitellus ne se sont pas soudés et tant que l'enroulement du germe n'a pas amené la pellicule à recouvrir complètement la face dénudée, l'épibolie ne se manifeste pas.

L'intégrité de la pellicule étant une condition nésessaire à la réalisation des mouvements morphogénétiques, leur cours sera peut-être modifié si nous pouvons altérer la structure corticale.

Les mouvements d'expansion corticaux provoqués par une lésion de la surface de l'œuf (*cf.* première expérience) sont renforcés par le calcium et affaiblis par les ions monovalents (K, Na, Li) qui ramollissent la pellicule. Pourtant aucune de ces substances n'altère l'épibolie d'un œuf intact et la gastrulation s'achève aussi bien dans du Holtfreter double que dans du NaCl(0,7 %), du LiCl(3 %) ou de l'eau distillée. L'eau et les ions ne peuvent, en effet, attaquer et franchir la face externe, imperméable, de la pellicule, tandis que par la tranche de section d'une blessure ils accèdent facilement aux couches profondes et peuvent agir sur les molécules.

Seuls les détergents ([3]) sont à même de ramollir et de dilacérer la pellicule d'un œuf intact et, par suite, de modifier l'épibolie ([4]). Des gastrula âgées (diamètre 140/100 de mm) sont placées dans une solution de Duponol G à 0,5 ou $0^{mg},2$ % dans l'eau distillée; l'épibolie s'arrête bientôt ($1^h 30^m$), puis le diamétre du disque diminue jusqu'à redevenir celui d'une blastula et l'œuf meurt en 24-48 heures. Si dans le début de la régression (2 heures) l'œuf est replacé dans l'eau de source, l'épibolie repart et le développement s'achève normalement. Une action sur les blastomères n'est pas en cause, car une substance comme le Co_3Na_2 (M/20, pH 11,4), surtout dissociante, ne fait régresser l'épibolie, ni crever le périblaste, comme un détergent à concen-

---

([2]) Toutefois les quelques embryons obtenus sont trop jeunes pour affirmer qu'ils ne présentent aucun déficit.

([3]) M. le Professeur Fauré-Frémiet a mis à ma disposition les détersifs suivants : Duponols ME et G. Ucenol (détersifs à anion actif), Sapamine A (cation actif) et Ucepon (neutre).

([4]) Ils peuvent aussi aux fortes concentrations (1 %) dissocier le germe en ses blastomères, mais cette action devient insignifiante aux faibles doses.

tration semblable, mais disloque la neurula par gonflement des ciments intercellulaires.

On ne peut à la suite de ces expériences décider si l'épibolie correspond à un étalement actif du germe par déformation des blastomères, renforcée d'une expansion de la pellicule, ou si elle est le fait d'une contraction du périblaste qui distendrait le blastodisque comme l'admet Lewis ([5]). Pourtant quelques arguments appuient plutôt la deuxième hypothèse.

A la jonction du vitellus et du germe, la pellicule se poursuit sans interruption de l'un sur l'autre; le protoplasme périblastique se fond dans le syncytium vitellin auquel adhère le germe, collé par ailleurs à la pellicule. En se contractant, le périblaste tire sur le blastoderme grâce à ces liaisons, et c'est leur rupture qui expliquerait le retard apporté à l'épibolie par l'excision de la totalité ou seulement de la périphérie du cortex. Le détersif, en ramollissant le cortex vitellin, permettrait à la masse cellulaire de revenir à sa taille de départ par rétraction élastique.

Pendant la gastrulation, la piqûre de la sphère vitelline entraîne des sorties de vitellus bien plus abondantes qu'aux stades jeunes et qui trahissent un état de surtension considérable du périblaste. Enfin si nous rompons là liaison d'une gastrula ou d'un jeune neurula avec le périblaste, les bords du germe se retroussent vers le haut; il s'enroule à l'inverse des explantats jeunes en enveloppant sa face corticale. La pellicule du blastodisque était donc énergiquement tendue et se rétracte dès que cesse d'agir la traction du périblaste. Chez la neurula âgée cette rétraction ne se produit plus; à ce moment le disque participerait peut-être activement à l'épibolie.

Si l'expansion corticale résulte d'un déroulement de chaînes protéiniques, peut-être sous l'influence de l'eau (*cf.* passage de la kératine α à la kératine β) la contraction périblastique représenterait le phénomène inverse où interviendraient des agents agissant comme déshydratants. Les deux mouvements pourraient coexister dans l'œuf, provoqués par des substances différentes émises au niveau du disque embryonnaire et du vitellus et agissant sur la face profonde du cortex.

PROTISTOLOGIE. — *La sexualité et les spores durables des Eccrinides du genre Enterobryus.* Note ([*]) de Mlles **Odette Tuzet** et **Jehanne-Françoise Manier**, présentée par M. Louis Fage.

D'après Léger et Duboscq le genre *Enterobryus* (Leidy, 1849) quoique étant le plus anciennement connu est encore un des plus difficiles à préciser, car

([5]) *Anat. Rec.*, 85, 1943, p. 38. Ce travail ne m'est connu que par la mention de J. Oppenheimer dans *Quart. Rev. Biol.*, 22, 1947, p. 105-118.

([*]) Séance du 12 avril 1948.

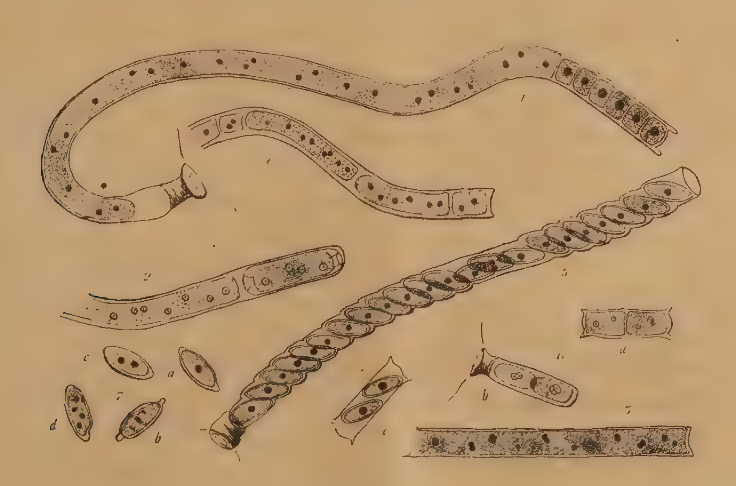
malgré sa fréquence on ne rencontre pratiquement que des stades végétatifs. Parmi les douze espèces qu'ils décrivent, Léger et Duboscq n'ont vu les spores durables que deux fois chez *Enterobryus inflatus*, parasite du *Phalloiulus distinctus* et chez *E. rectus* de *Iulus albipes*, mais sans avoir rien observé de leur formation.

A Montpellier, les Iulides muent au mois de janvier. A cette époque, dans les mues rejetées, comme à l'intérieur de la cuticule rectale des Iules sur le point de muer, toutes les Eccrinides se résolvent en spores durables. Nous avons observé la formation des spores durables chez plusieurs espèces d'*Enterobryus*, mais nous parlerons simplement ici de l'espèce qui parasite le rectum de *Schizophyllum sabulosum* var. *rubripes*.

Dans les *Schizophyllum sabulosum* var. *extinctum* de Cavalière, Léger et Duboscq ont décrit l'espèce *Enterobryus Robini*. L'*Enterobryus* de la var. *rubripes* est différent de celui de la var. *extinctum*, aussi le séparerons-nous de ce dernier et le nommerons-nous *Enterobryus Duboscqui*, nous réservant de donner sa diagnose dans un travail ultérieur.

Les filaments sont bien plus courts que ceux de *E. Robini*. Leur protoplasme est fréquemment vacuolaire et les noyaux, le plus souvent disposés en file axiale, sont petits avec un gros karyosome central.

Les tubes à microconidies atteignent 7 à 800$^{\mu}$. Les microconidies terminales sont peu nombreuses et à un seul noyau (*fig.* 1).



Les macroconidies se forment dans des tubes plus courts. Elles ont 4 noyaux, sont terminales et toujours en petit nombre, une ou deux par filament, rarement 3 ou 4. Elles ont une enveloppe complexe avec des prolongement tubulaires à chaque pôle (*fig.* 2). Elles sont libérées par rupture totale du filament et germent sur place.

Au moment de la mue, la reproduction endogène est totalement interrompue. Toutes les Eccrinides habitant le rectum du *Schizophyllum*, filaments et même macroconidies venant de se former, se transforment en spores durables. Les noyaux des filaments se rapprochent 2 à 2 puis s'accolent aussi bien dans la région proximale que dans la distale (*fig.* 3). Il y a, par fusion, formation de plus gros noyaux. Puis le protoplasme se découpe en sporoblastes syncytiaux plus ou moins allongés (*fig.* 4). Ils se scinderont en éléments uninucléés qui, devenant ovoïdes, se transforment en spores durables (*fig.* 5). Tout le filament donne des spores durables, du pavillon jusqu'à l'extrémité distale. La longueur des filaments en sporulation est très variable de 50 à 550 μ. Le nombre des spores est proportionnel à la longueur du tube leur donnant naissance (3 à 37 spores par filament). Les macroconidies à quatre noyaux, venant de se fixer ou encore libres dans la lumière intestinale, se transforment aussi en spores durables. Elles se scindent en deux loges contenant chacune deux noyaux (*fig.* 6*a*), puis les deux noyaux se rapprochent (*fig.* 6*b*), s'accolent et fusionnent. La macroconidie contiendra finalement deux spores durables à un noyau (*fig.* 6*c*). Les spores durables sortent par l'extrémité distale des tubes. A ce moment elles ont un unique noyau; la membrane qui les enveloppe montre un épaississement en forme de bouton à chaque pôle (*fig.* 7*a*). Elles n'ont pas toutes la même dimension. Leur longueur dépend du diamètre du filament où elles ont pris naissance. Dans la lumière rectale, le noyau de la spore va se diviser en 2, puis en 4 (*fig.* 7*bc*). La spore durable mûre aura donc 4 noyaux.

Ainsi que l'ont dit Léger et Duboscq, mais sans l'affirmer, n'ayant que des observations trop fragmentaires, le genre *Enterobryus* doit bien être séparé du genre *Eccrina* à cause de sa spore uniloculaire à quatre noyaux.

Considérons maintenant la question de la sexualité chez *Enterobryus Duboscqui*. Les formes végétatives et de reproduction endogène, micro et macroconidies, seraient haploïdes. Au moment de la mue tous les noyaux s'unissent deux à deux donnant des noyaux diploïdes par un processus très fruste de sexualité. Les spores durables à un noyau (copula ou zygote) sont diploïdes. Les deux mitoses successives qui se produisent pour donner la spore durable à quatre noyaux rétablissent le nombre haploïde. Pendant tout son cycle, l'organisme est haploïde; seule la spore au début de sa formation est diploïde.

Cette évolution est à rapprocher de ce que l'on observe chez les Champignons, en particulier chez les Phycomycètes et les Ascomycètes, où seul le noyau du zygote est diploïde. Pendant tout le reste du cycle, l'organisme est haploïde; la réduction chromatique se faisant dès les premières divisions du zygote (*cf.* par exemple Varitchak, 1931).

PARASITOLOGIE. — *Les foyers passifs et actifs des piroplasmoses ovines et l'anachromatisme des agents infectants dans certaines régions enzootiques.* Note de M. **Eugène Dschounkowsky**, transmise par M. Émile Roubaud.

En étudiant la piroplasmose sur tout le cheptel russe qui était sous mon contrôle avant 1918, j'ai été à même d'étudier l'état et la propagation de cette maladie en Asie centrale et en Perse.

De même, après la première guerre mondiale et, plus tard, grâce au concours de l'Institut parasitologique Serbe ([1]), j'ai pu contrôler mes observations sur le foyer enzootique de piroplasmose du mouton existant dans la région danubienne.

En comparant mes propres données avec celles des savants qui ont travaillé en Afrique, je suis parvenu aux conclusions exposées ci-après.

Tous les foyers peuvent être partagés en trois catégories, suivant les manifestations de la piroplasmose chez les ovins prémunis.

Dans la 1re catégorie, la maladie apparaît annuellement sur les animaux jeunes ou âgés; la prémunition, après la première crise, ne protège pas l'animal d'une rechute.

En 1937, dans le Banat, la mortalité fut de 37,4 %. Dans le sang on trouvait toujours *B. ovis*.

Toutes les régions de Transcaucasie, du bassin Danubien et de la mer Adriatique présentent ce type actif de piroplasmose. Dans cette dernière région, la maladie est provoquée par une espèce spéciale de parasite, décrit par Inchiostri ([2]), et dénommé par moi *Pirochroma Inchiostrii* ([3]).

Ces foyers sont les plus récents et se caractérisent par la contamination des jeunes par les tiques, ainsi que par l'apparition des signes de la maladie chez les sujets âgés, surtout après les transhumances en montagne, ou toute cause d'affaiblissement (vaccinations, maladies infectieuses, etc.).

Dans la 2e catégorie, les animaux possèdent un très grand état de prémunition; après la première infection, ils sont protégés contre les rechutes. La zone d'expansion de ce type enzootique se trouve principalement en Afrique du Nord. Les symptômes en ont été décrits par Lestoquard, qui a souligné l'absence de rechutes et la présence de parasites endoglobulaires chez les sujets atteints d'anémie pernicieuse, alors que cette présence n'est suivie ni d'augmentation de température ni d'autres symptômes cliniques.

Dans la 3e catégorie de foyers enzootiques, il n'y a absolument aucun symptôme de maladie; les bêtes sont apparement saines, on ne trouve pas de parasites dans le sang.

([1]) Section de Parasitologie de l'Académie des Sciences Serbe, Direct. Pr. Ch. Simich.

([2]) *Oster. Woch. f. Tierheilkunde*, Nr 29-34, 1912, p. 1-48.

([3]) E. Dschounkowsky, *Z. f. Bakt.*, 142, 1938. p. 56-59.

Cependant, en 1933, Buck ([1]) a publié l'observation d'un cas, à Madagascar, dans lequel, après splénectomie, des parasites qui furent identifiés par Lestoquard à *Babesiella ovis*, apparurent dans les hématies. On peut en conclure que, depuis très longtemps, les animaux de Madagascar présentent un état de prémunition très élevé et sont protégés dès leur naissance contre la maladie, puisque c'est seulement après un choc opératoire qu'on voit apparaître les parasites, sans signe d'infection préalable.

Ces faits sont d'une extrême importance. Si dans les régions du Caucase, du Danube et du Nord de l'Afrique la propagation et le développement de l'agent infectant sont visibles et compréhensibles, par contre le cas de Madagascar, où la vie du parasite s'est maintenue durant des siècles de manière inapparente, nous apparaît inexplicable.

Si, ni dans le sang, ni dans les organes on ne retrouve trace de la maladie, si aucun sujet jeune ne présente de forme observable, on se demande comment la piroplasmose peut être transmise à son hôte vecteur, la tique ?

Je suppose que c'est sous la forme incolorable, que j'ai décrite en 1927, sous le nom d'*Anachroma Luhsi*.

Les pacages de l'ancien et du nouveau monde n'ont pas fait jusqu'à ce jour l'objet d'observations précises à ce point de vue. Une délimitation attentive des foyers actifs et passifs des piroplasmoses serait plus qu'importante pour l'économie mondiale.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Démonstration de la migration des cellules de régénération des Planaires par la méthode des greffes et des irradiations combinées*. Note (*) de Mlle **Françoise Dubois**, présentée par M. Maurice Caullery.

Dans une précédente Note [E. Wolff et F. Dubois, ([1])], nous avions démontré l'existence de migrations, d'amplitude parfois considérable, effectuées par les cellules de régénération de la Planaire *Euplanaria lugubris* Hesse. Nous avions employé la méthode des irradiations localisées : après une irradiation suffisante par les rayons X, de la région antérieure au pharynx, les cellules de régénération de cette région sont détruites. La régénération de la tête peut cependant avoir lieu. Les cellules de régénération de la région postérieure, restées saines, migrent jusqu'à la surface de la blessure. Cette migration est déclenchée par un appel venu de la section ([2]).

Nous avons cherché à mettre en évidence cette migration par la méthode

([1]) *Bull. Soc. Path. Exot.*, **26**, 1933, p. 1127.

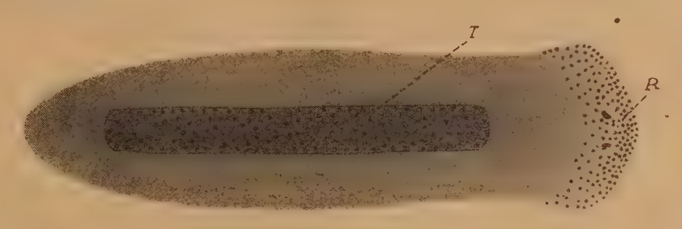
(*) Séance du 12 avril 1948.

([1]) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1387-1388.

([2]) *C. R. Soc. Biol.*, **141**, 1947, p. 903-909.

des greffes. Plusieurs chercheurs ont déjà fait des expériences de transplantation chez les Planaires, mais seule N. N. Chevtchenko [3] a cherché à voir s'il existait une migration des cellules de régénération. Elle a combiné la méthode des greffes avec celle des irradiations; mais elle conclut que s'il y a des migrations de cellules entre le greffon et l'hôte, elles sont très difficiles à mettre en évidence et, en tout cas, n'ont qu'une ampleur très limitée. Nous avons repris le problème en nous plaçant dans des conditions techniques plus favorables.

Des Planaires sont irradiées *in toto*, avec une dose de rayons X suffisante pour détruire complètement les cellules de régénération (plus de 3000 r). Des témoins amputés à ce stade sont incapables de régénération et meurent en 4 à 6 semaines.



Résultat de l'expérience de greffe; en R, le régénérat a la même teinte de fond que le transplant T.

Un fragment rectangulaire de grande dimension est découpé à l'emporte-pièce au milieu du corps de chaque sujet irradié. Ce fragment est remplacé par un transplant de même forme et de même taille, prélevé dans la région équivalente d'un sujet non irradié.

La greffe prend en quelques heures; deux jours après l'opération, les sujets sont capables de supporter l'amputation de la tête. 16 sujets ont été opérés. Chez 15 d'entre eux le greffon a repris; trois sont morts accidentellement entre le troisième et le cinquième jour après l'opération. Les 12 autres Planaires sont toutes bien portantes et ont été régénérées; elles sont opérées depuis plus de six semaines.

Après un temps qui varie avec la distance entre la partie antérieure du greffon et la surface de la section (10 à 21 jours), un blastème de régénération apparaît, et se différencie en une tête normale. Il peut apparaître de légères nécroses latérales ou postérieures; elles disparaissent rapidement si des incisions transversales (deux latérales, une caudale) sont pratiquées sur les bords du corps de la Planaire, provoquant ainsi la migration des cellules saines dans l'ensemble du corps du sujet irradié.

L'expérience est particulièrement démonstrative quand le donneur et l'hôte ont une pigmentation très différente, par exemple, dans le cas où le greffon est

---

(3) *Bull. Biol. et Méd. exp.* (en russe), 7, 1938, p. 276-278.

brun noir, dans un hôte brun clair, presque ocre : le jeune régénérat de tête est blanchâtre au début, mais il fonce rapidement, en prenant d'emblée la teinte de fond sombre du greffon (*fig.* 1).

Des témoins, irradiés avec la même dose que les sujets, ont subi la même opération, mais leur transplant provenait de Planaires irradiées elles aussi : tous ces témoins sont morts en 2 ou 3 semaines.

Conclusion. — Ces résultats confirment l'existence de migrations des cellules de régénération chez les Planaires d'eau douce, et montrent le pouvoir et l'amplitude parfois considérable de cette migration.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action de l'acide adénylique et de la ribonucléase sur la réaction de Stickland chez* Clostridium sporogenes. Note de MM. **François Gros** et **Michel Macheboeuf**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La réaction de Stickland est une réaction d'oxydoréduction couplée entre paires d'aminoacides que met en œuvre le *Clostridium sporogenes* (germe anaérobie strict) quand il se développe sur un milieu comportant des protides mais pas de glucide. Dans cette réaction l'un des aminoacides (alanine par exemple) fonctionne comme donateur d'hydrogène et l'autre (glycocolle par exemple) comme accepteur et il se produit de l'ammoniaque ([1]).

Divers travaux de notre Institut ont porté sur l'étude de cette réaction. Les principales conclusions furent les suivantes : 1° Le glucose, l'acide pyruvique et la pénicilline inhibent la réaction de Stickland ([2]), ([3]); 2° La réaction de Stickland est empêchée par certains agents inhibiteurs de la phosphorylation : ions fluore, monoiodacétique et arsénieux ([4]).

Ces faits nous ont amenés à penser qu'un système de phosphorylation intervient dans la réaction de Stickland. Nous avons donc recherché si les mononucléotides ne pouvaient pas agir comme cofacteurs phosphorylés de cette réaction. A cet effet, nous avons étudié l'évolution de la réaction de Stickland en présence d'acide adénylique. Le couple d'aminoacides utilisé était : alanine-glycocolle. Des suspensions dans l'eau salée de *Clostridium sporogenes*, provenant d'une culture de 18 heures sur bouillon V-F non glucosé, furent mises au contact d'aminoacides à la concentration M/50. Une série de tubes témoins renfermait une suspension microbienne en présence seulement d'alanine ou seulement de glycocolle. D'autres tubes contenaient le couple alanine-glycocolle, ils permettaient de déterminer la désamination couplée de ces aminoacides par la bactérie. On suivait la production d'ammo-

---

([1]) Stickland, *Bioch. J.*, 28, 1934, p. 1746.

([2]) Raynaud et Macheboeuf, *Comptes rendus*, 222, 1945, p. 694.

([3]) Raynaud et Gros, *Ann. Inst. Past.*, 73, 1947, p. 1004.

([4]) Raynaud, Nisman et Cohen, *Ann. Inst. Past.*, 73, 1947, p. 1012.

niaque par la méthode de Raynaud et Gros ([3]). L'alanine en l'absence de glycocolle n'est pas désaminée du tout, tandis que le glycocolle en l'absence d'alanine l'est faiblement. La production d'ammoniaque est intense lorsque le glycocolle et l'alanine sont mélangés.

L'acide adénylique utilisé était de l'acide pur Hoffman-Laroche; il était neutralisé avant l'emploi, sa concentration finale était M/300. Nous avons vérifié que l'acide adénylique seul ou additionné seulement d'alanine ou seulement de glycocolle n'est pas pratiquement désaminé par le Clostridium.

Dans le tableau suivant les résultats sont exprimés en milligrammes d'ammoniaque provenant de la réaction de Stickland pour 5^{ml} de mélange (après déduction des témoins). Les expériences furent accomplies en tubes scellés sous vide, à la température de 37°C., avec des durées variables d'incubation. Le pH était 7,0 (tampon boraté M/20).

	4h.	5h30.	7h.	15h.
Sans acide adénylique	0,60	1,70	2,05	2,40
Avec acide adénylique	1,20	2,40	2,40	2,40

On voit qu'en présence d'acide adénylique, la vitesse de la réaction de Stickland est fortement accrue. Un nucléotide purique agit donc comme effecteur de la réaction de Stickland.

On sait ([5]) qu'il existe des enzymes, les nucléodépolymérases qui catalysent la libération de mononucléotides pyrimidiques à partir des acides nucléiques. Or, le Clostridium contient des quantités importantes d'acides nucléiques [surtout ribonucléiques ([6])] que les dépolymérases pouvaient attaquer. Nous nous sommes demandé si ces enzymes en libérant des nucléotides n'agiraient pas indirectement sur la réaction de Stickland en lui fournissant des effecteurs. Nous avons donc refait des expériences semblables aux précédentes, mais dans lesquelles l'acide adénylique était remplacé par de la ribonucléodépolymérase. Cette enzyme fut préparé à l'état cristallisé par le procédé de Kunitz ([7]) à partir de pancréas de Bœuf. Il fut utilisé à la dose de 200 μg par millilitre d'émulsion. Des témoins nous permirent de vérifier que la diastase elle-même n'est pas désaminée par la bactérie et ne modifie pas les quantités d'ammoniaque provenant de l'alanine ou du glycocolle pris isolément.

Dans le tableau suivant figurent les quantités d'ammoniaque en milligrammes provenant de la réaction de Stickland pour 5^{ml} de mélange. L'expérience fut accomplie à 37°C. à pH 7,0 (tampon phosphaté).

	4h.	5h30.	7h.	15h.
Sans ribonucléase	0,93	1,95	2,10	2,40
Avec ribonucléase	1,95	2,25	2,55	2,70

([5]) SCHMIDT et Al., *J. Biol. Chem.*, 168, 1947, p. 204.

([6]) GROS et MACHEBOEUF, *Ann. Inst. Past.*, 74, 1948 (sous presse).

([7]) *Meth. der Fermentforsch.*, 2, 1941, p. 1937.

M. Boris Rybak nous a aidés à préparer la ribonucléodépolymérase cristallisée.

Sous l'action de la ribonucléase, la vitesse de la réaction de Stickland est donc considérablement accrue. Ce fait peut être interprété comme une action adjuvante des mononucléotides pyrimidiques libérés par action enzymatique.

La désamination couplée des aminoacides chez Clostridium sporogenes (*réaction de Stickland*) *est donc étroitement liée au métabolisme de l'acide ribonucléique*). Nous avions montré par ailleurs que la pénicilline inhibe le catabolisme des mononucléotides ([6]); or, la pénicilline inhibe la réaction de Stickland. Ces faits peuvent paraître contradictoires: en effet, la pénicilline qui protège les mononucléotides inhibe une réaction pour laquelle ces mononucléotides sont des activateurs. Ceci nous amène à penser que l'activation de la réaction de Stickland n'est pas le fait des mononucléotides eux-mêmes, mais d'un de leurs dérivés métaboliques.

SÉROLOGIE. — *Vieillissement du sérum sanguin.*
Note de M. **Wladislas Kopaczewski**, présentée par M. Hyacinthe Vincent.

Dès 1920, au cours de nos recherches sur les caractères physicochimiques des diverses solutions, nous avons constaté des discordances inexplicables : ainsi leur conductibilité électrique variait, au cours de la conservation, dans des proportions notables, dans les deux sens et, parfois, d'une manière périodique.

Ces mesures, effectuées sur des solutions électrolytiques, conservées dans des récipients paraffinés, hermétiquement obturés, ont confirmé l'existence des troubles d'ionisation. Voici quelques chiffres ([1]):

Solutions.	Durée de conservation. 0.	1/2 an.	1 an.	10 ans.	21 ans.
KCl M/10	124,2	121,1	–	123,4	104,6
$MgCl_2$ M/10	157,3	160,6	172,4	164,5	143,6
$CdCl_2$ M/10	104,4	104,8	102,4	87,3	81,0
$PbCl_2$ M/20	37,1	39,1	47,4	42,1	47,2
UO_2Cl_2 M/100	29,5	32,6	32,1	26,3	20,1
$LaCl_3$ M/200	295,5	148,1	167,5	143,2	182,6
$ThCl_4$ M/20	175,8	161,2	155,1	123,9	284,7

Nous avons élargi ces recherches sur le vieillissement des colloïdes, tels que savons et protides et sur du sérum sanguin de cheval ([2]). Pour nous mettre à l'abri des variations individuelles, nous avons récolté une grande quantité de sérum provenant du même animal (3 chevaux apparemment normaux); nous l'avons réparti dans des ampoules de verre, rapidement scellées et mis en conservation pendant 13 ans, à l'obscurité et à la température ambiante du

([1]) W. Kopaczewski, *Soc. Biol.*, 91, 1924, p. 402.
([2]) *Ibid.*, *L'Art Médical*, 11, 1934, p. 12.

laboratoire (variations extrêmes 2 à 30°C.). Toutes ces déterminations furent effectuées sur du sérum frais, puis sur du sérum conservé. Voici les résultats concernant le sérum âgé, respectivement, de 2 et 13 ans.

Caractères physiques à 20°C.	Durée de conservation. Frais.	2 ans.	13 ans.	Observations.
Densité	1,0230	1,0225	1,0235	
Viscosité spécifique	1,40	1,46	1,50	
Tension superficielle (dynes/cm)	68,7	56,4	56,8	
Conductibilité (10^{-4})	101,9	108,0	99,0	
pH	7,3	6,7	7,1	Color. de Hellige.
Lactogélification (heures)	3,8	3,5	8,5	Acide lact. $0^{cm^3},5$ H_2O $0^{cm^3},5$ et sérum 4^{cm^3}.

Ajoutons qu'il se forme dans du sérum âgé un léger dépôt blanc, lequel augmente et devient au bout de 13 ans, abondant et compact.

Ce sédiment compact a été étudié par M. Piettre. Il résulte de ses analyses qu'il se décompose en 64 % de matières protéiques et 36 % de sels calciques d'acides gras, ces derniers ayant un point de fusion 48-49° C.

M. Piettre a également analysé la teneur et la répartition des diverses fractions des protides dans nos sérums vieux; il a constaté qu'elles s'y répartissent de la façon suivante :

	Sérum 1.	Sérum 2.	Sérum normal.
Globulines	0,88	1,05	2,0-2,8
Myxoprotéines	1,03	1,75	1,0-1,6
Albumines	2,70	4,22	3,0-4,0
Quotient $\frac{\text{globuline}}{\text{albumine}}$	$\frac{1,0}{1,4}$	$\frac{1,0}{1,5}$	$\frac{1,0}{0,6}$

Tout se passe donc comme si le sérum s'enrichissait en fraction albuminoïdes, fait déjà observé par Bauer [3], en 1920, et qui explique l'abaissement du pouvoir gélifiant du sérum par l'acide lactique.

Ces résultats confirment ceux que nous avons déjà publiés à propos des sérums curatifs [4].

Conclusions. — Le vieillissement du sérum normal de cheval s'accompagne des modifications suivantes : 1° Les troubles d'ionisation apparaissent plus ou moins tardivement et évoluent périodiquement.

2° Le seuil de la coagulation par le chlorure de cérium se produit tantôt en concentration finale de M/1200, tantôt nécessite celle de M/200; notons qu'il varie d'un sérum de cheval frais à l'autre, dans des proportions considérables (M/400-M/900).

---

(3) *Arch. mikrosk. Anat.*, **101**, 1920 p. 483.

(4) *Protoplasma*, **30**, 1938, p. 291.

3° La viscosité augmente régulièrement avec l'âge du sérum.

4° La tension superficielle diminue fortement.

5° Le pH baisse, puis remonte vers sa valeur primitive.

6° La lactogélification est de plus en plus retardée.

7° Les pouvoirs-tampons envers les ions OH et H (acide chlorhydrique et soude caustique) ainsi qu'envers les substances tensio-actives (acide acétique) restent sans changement au bout de 13 ans de conservation; par contre, le pouvoir-tampon envers les ions K et Cl augmente d'environ 9 % ([5]).

8° Le vieillissement du sérum sanguin s'accompagne de la formation d'un sédiment blanc compact composé de 64 % de protides et de 36 % de sels calciques d'acides gras ayant un point de fusion de 48-49° C.

RADIOLOGIE PHYSIOLOGIQUE. — *De l'enregistrement de la cinétique du tube digestif par la Ciné-densigraphie. Utilisation de cette nouvelle méthode pour détecter le cancer de l'estomac au début* ([1]). Note ([*]) de M. **Maurice Marchal**, présentée par M. René Leriche.

Les ondes gastriques ont une période de 5 à 30 secondes ou plus. La technique d'amplification des courants photo-électriques est donc différente de celle du densigramme du cœur, mais nous utilisons les mêmes cellules réceptrices : photo-électriques, radio-électriques ou des compteurs de Geiger-Muller. La mobilité respiratoire de l'estomac étant importante, il est nécessaire d'enregistrer *simultanément les mouvements du diaphragme et les contractions gastriques* afin d'être certain d'avoir une onde kinétique pure en période d'apnée totale.

Technique A. — *Méthode simple de face* (*fig.* 1). — *a.* Position horizontale ou verticale, une cellule sur le diaphragme; une cellule sur la paroi à étudier. Fente de la cellule orientée perpendiculairement ou parallèlement au grand axe de l'estomac selon le cas.

B. *Méthode complexe de face* (*fig.* 1). — *b.* Une cellule diaphragmatique, une ou plusieurs cellules superposées en regard de la petite courbure, une ou plusieurs cellules sur la grande courbure, une ou plusieurs cellules pyloro-duodénales.

C. *Méthode complexe à deux incidences* (*fig.* 1). — *c.* Deux tubes à rayons X dont

---

([5]) Rappelons que le sérum de cheval frais tamponne : KCl en concentration finale de M/400; HCl en concentration finale de M/1000; NaOH en concentration finale de M/10000; CH_3COOH en concentration finale de 1/1000; la conductibilité électrique permet de mesurer le pouvoir-tampon ionique, la tension superficielle le pouvoir-tampon capillaire (*voir* W. Kopaczewski, *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 635; *C. R. Soc. Biol.*, **102**, 1929, p. 749; *Comptes rendus*, **189**, 1929, p. 1029.

([1]) Voir *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 973 et 1314; *Arch. Mal. du cœur*, p. 346, **n**os **9-10**, octobre 1946; *Soc. méd. Hôp. Paris*; *Soc. Rad. méd. France*, septembre-octobre 1947.

([*]) Séance du 23 février 1948.

les faisceaux sont croisés à angle droit ou aigu et irradiant plusieurs celulles donnant ainsi simultanément *la cinétique de face et de profil*.

D. *Méthode d'enregistrement de la variation de densité du corps gastrique* (*fig* 1). — *d*. Les dispositions précédentes enregistraient la cinétique des bords, mais en utilisant un lait baryté peu opaque ou une insufflation gastrique et en disposant des cellules en face du centre de l'estomac, on obtient le ciné-densigramme du corps gastrique.

Toutes ces méthodes peuvent être utilisées avec la pharmaco-radioscopie de Porcher. Porcher et Fischgold nous ont suggéré d'utiliser notre procédé de ciné-densigraphie pour déclencher une radiographie à une période donnée de la contraction ou du remplissage de l'estomac ou du bulbe. La gastro-densigraphie permettra aussi d'apprécier les différents caractères normaux ou pathologiques de l'onde péristaltique : inotropie, bathmotropie, chronotropie, etc. Le *tonus* peut être exploré, mais la période est beaucoup plus longue de 60 à 120 secondes.

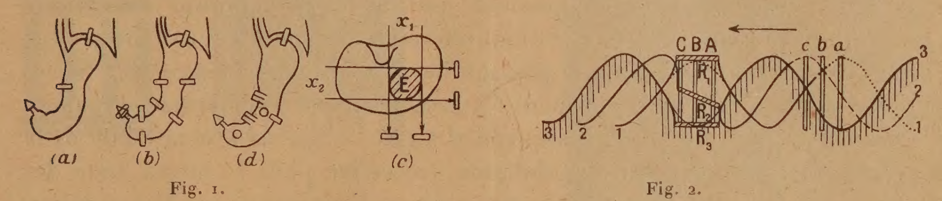


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 2. — *Schéma théorique du péristaltisme en cas de raideur locale*. La flèche = sens du péristaltisme. Deux groupes de 3 cellules *a*, *b*, *c*, et A, B, C sont disposés à une certaine distance l'un de l'autre. La raideur R occupe successivement les positions R1, R2, R3. On voit que pour une paroi normale : *a*, *b*, *c* donnent des courbes *déphasées* alors que A, B, C, donnent des courbes *en phase*, car R se soulève d'un seul bloc tout en basculant légèrement pendant son mouvement (planche sur vague).

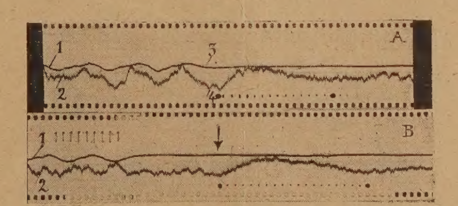


Fig. 3. — *Gastro-densigrammes*. A, courbe 1 = diaphragme, courbe 2 = estomac. I, intervalle = 1 seconde Début : respiration normale. Visibilité des mouvements du diaphragme (période 4 secondes) synchrones à ceux de l'estomac (déplacement respiratoire). En 3 : apnée, diaphragme immobile. En 4 : apparition d'une onde kinétique pure de 15 secondes de période, puis : reprise de la respiration. B, deux ondulations respiratoires puis apnée (diaphragme immobile) et 11 secondes après cet arrêt : ↓ = apparition d'une onde péristaltique de 19 secondes de durée.

Utilisation de la gastro-densigraphie pour la détection du cancer au début.

L'école française ([2]) a mis en valeur la détection des petites rigidités permanentes des bords traduisant l'infiltration cancéreuse à son extrême début *à une période où la cure chirurgicale radicale est encore possible*. Ces techniques radio-

([2]) R. A. Gutmann, *Soc. Radiol. med.*, mars 1933; Gutmann, Guy Albot, Lannegrace, Porcher et Bertrand-Peristianya, *Presse Médicale*, *Jour. Radiol.*, 1933-1946, etc.

logiques sont très simplifiées par la gastro-densigraphie et se réduisent à la comparaison de courbes.

Prenons la petite forme infiltrante typique dont la zone raide est *portée par les contractions gastriques comme une planche sur les vagues* (R. A. Gutmann). L'étendue de la lésion est de 1 à plusieurs centimètres; il faut donc une analyse très fine de la contraction. A cet effet, nous disposons deux groupes de trois cellules jointives avec fentes de 1 à 2^{mm}, groupes séparés au moins d'une période contractile, plus deux cellules de contrôle sur la grande courbure et sur le diaphragme, soit 8 traces oscillographiques sur le même film (*fig.* 1 *d*).

La méthode consiste à enregistrer les variations *d'un même train d'onde kinétique* avant, pendant et après son passage sur la zone lésée. Il suffit de regarder le schéma pour comprendre que le premier groupe de cellules (zone raide) présente une modulation différente de celle du deuxième groupe (zone normale), et ceci pour le passage de *la même onde contractile*. Si les périodes sont trop longues, on peut les raccourcir par la pharmacodynamie. Ce cas est le plus difficile, mais quand il s'agit de lésions avec atteinte de la musculeuse, la différence de modulation successive pour la même onde des deux groupes de cellules est encore plus évidente. Il est certain que l'exploration des ulcères, des périgastrites, des atonies et, d'une façon générale, de toutes les maladies gastriques peut tirer un certain bénéfice de ce procédé, mais nous estimons que son intérêt principal est dans *la détection du cancer au début*.

A 16^h l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^h30^m.

L. B.

ERRATA.

(Séance du 15 mars 1948.)

Note de M. *Nicolas Baganas*, Sur un problème de M. P. Montel et les intégrales pseudo-abéliennes :

Page 988, ligne 35, *au lieu de* transcendante algébrique, *lire* transcendante algébroïde.

Page 990, ligne 23, *au lieu de* il existe une fonction transcendante, *lire* il existe une fonction transcendante algébroïde.

Page 990, ligne 24, *au lieu de* la fonction algébrique $n(z)$, *lire* la fonction algébrique $u(z)$.

Note de Mlle *Madeleine Fourcroy* et M. *Fernand Pellissier*, L'évolution du concept de G. Chauveaud sur l'accélération basifuge :

Page 948, ligne 32, *au lieu de* épicotylée, *lire* hypocotylée.